

Die Bildung mehrfach geladener Ionen in einem magnetisch eingeschlossenen Elektronenstrahl-Plasma

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
dem
Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Hans Christian Herbert
aus Kattowitz

Marburg 1976

Die Bildung mehrfach geladener Ionen in einem magnetisch eingeschlossenen Elektronenstrahl-Plasma

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

dem

Fachbereich Physik

der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von

Hans Christian Herbert

aus Kattowitz

Marburg 1976



Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am 14.5.1976

Tag der mündlichen Prüfung: 17.5.1976

Berichterstatter: Prof. Dr. K. Wiesemann

Mitberichterstatter: Prof. Dr. S. Großmann

I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

	Seite
1. Einleitung	1
Quellen für mehrfach geladene Ionen	
2. Grundlagen einer Strahl-Plasmaquelle	4
2.1. Der Aufbau der Ionen-Ladungsverteilung	4
2.1.1. Anforderungen an das Plasma	5
2.1.2. Einschluß des Plasmas in einer magnetischen Flasche	7
2.2. Die Strahl-Plasma-Quelle	9
3. Experimenteller Aufbau	13
3.1. Vakuumsystem und Entladungsgefäß	13
3.2. Das magnetische Spiegelfeld	15
3.3. Die Elektronenkanone	17
3.4. Das Massenspektrometer	20
4. Messungen	22
4.1. Die Unterscheidbarkeit zweier Moden	22
4.2. Das Ladungsspektrum der Ionen	24
4.2.1. Kritik des Meßverfahrens	24
4.2.2. Das extrahierte Ionenspektrum	27
4.3. Abgestrahlte Mikrowellen	28
4.4. Emittierte Röntgenstrahlung	30
4.4.1. Das Röntgenspektrometer	30
4.4.2. Das Spektrum der Röntgenstrahlung	33
4.4.3. Polarisierte Röntgenstrahlung	34
4.4.3.1. Meßverfahren	34
4.4.3.2. Nachweis einer anisotropen Verteilung der Elektronen	35
4.4.4. Röntgenstrahlung nach Abschalten des Elektronenstrahls	37
4.5. Emission von sichtbarem Licht	39
4.5.1. Spontane Helligkeitsschwankungen	39
4.5.2. Nachleuchten des Plasmas	41

5. Auswertung der Meßergebnisse	43
5.1. Die Ladungsverteilung der Ionen	43
5.2. Analyse des Mikrowellenspektrums	45
5.2.1. Diskussion eines einfachen linearen Modells	46
5.2.2. Die Identifizierung ausgezeichneter Frequenzen	49
5.3. Makroskopische Instabilitäten	52
5.4. Die Bestimmung der Plasmaparameter	57
5.4.1. Die Trägerdichte	57
5.4.2. Die Elektronentemperatur	59
6. Zusammenfassung	61

1. Einleitung

Quellen für mehrfach geladene Ionen

Der Einsatz von Schwerionen-Beschleunigern in der Kernforschung und die Technologie der Ionenimplantation haben in der letzten Zeit zu einem wachsenden Interesse an der Erzeugung von Strahlen mehrfach geladener Ionen geführt. In den bisher eingesetzten Teilchenbeschleunigern lassen sich Reaktionen zwischen schweren Kernen nur dann erzielen, wenn hoch geladene Ionen als Projektilen verwendet werden. Nur hoch geladene Ionen können die zur Überwindung der Coulomb-Barriere nötige Energie aufnehmen.

In einer Quelle für mehrfach geladene Ionen werden die Ionen durch Elektronenstoß erzeugt. Die zur Ionisierung nötigen Elektronenenergien nehmen mit der Ladungszahl zu, die Ionisierungsquerschnitte ab. In konventionellen Ionenquellen ist der Anteil an hoch geladenen Ionen entsprechend gering. Durch Erhöhung von Betriebsspannung und Elektronendichte lassen sich auch in diesen Quellen beträchtliche Ströme höher geladener Ionen erzielen. Weil jedoch die Ionisierungsraten stets monoton mit der Ionenladung fallen, auch wenn die Elektronenenergie beliebig hoch ist, ist der Anteil eines jeden Ladungszustandes am aus der Quelle extrahierbaren Ionenstrom erheblich kleiner als der aller niedrigeren Ladungszustände. Die geringer geladenen Ionen bilden daher den größten Teil der schädlichen Raumladung und belasten den Beschleuniger.

Eine brauchbare Ionenquelle muß eine Ladungsverteilung liefern, die ihr Maximum in der Nähe der gewünschten Ladung hat. Ein derartiges Ladungsspektrum stellt sich dann ein, wenn die Ionen durch Mehrfachstoß gebildet werden, wenn also die Ladung eines vorhandenen Ions durch sukzessive Elektronenstöße weiter erhöht wird. Voraussetzung für diesen Mechanismus ist, daß das weiter zu ionisierende Teilchen entsprechend lange im Stoßvolumen eingeschlossen bleibt und die Elektronendichte

hinreichend groß ist, um es während seiner Verweildauer im Quellenvolumen entsprechend oft zu ionisieren. Auch muß der Ionisierungsgrad so hoch sein, daß aus dem Neutralgas das einfach geladene Ion nicht überwiegend nachgebildet wird. Die Voraussetzung für eine hohe Lebensdauer der Ionen im Stoßraum ist prinzipiell einfach erfüllbar durch Bereitstellung eines hinreichend großen Quellenvolumens. Besonders einfach ist diese Bedingung zu erfüllen, wenn die Stoßpartner durch ein Magnetfeld bezüglich zweier Dimensionen eingeschlossen werden.

Die technische Entwicklung hat zu zwei prinzipiell unterschiedlichen Quellentypen geführt: zum einen den Elektronenstrahlquellen (z.B. Donets-Quelle [1]), zum andern zu den Plasma-Quellen (Penning-Quelle, "PIG" [2], Duoplasmatron von Fröhlich [3]).

Die Donets-Quelle hat den Nachteil, daß sie sich nicht kontinuierlich betreiben läßt: während des Aufbaues der gewünschten Ladungsverteilung lassen sich keine Ionen extrahieren. Diese Totzeit kann bis zu einer Sekunde betragen.

Penning-Quellen werden mit Erfolg in Beschleunigern eingesetzt. Allerdings muß hier der Anteil hoch geladener Ionen am Ionenstrom durch Umladung niedriger geladener Ionen an Stripperfolien vergrößert werden. Die Quellen lassen sich im Dauerstrich oder mit hoher Pulsfrequenz betreiben. Die Betriebsbedingungen, unter denen die Ausbeute an hoch geladenen Ionen maximal wird, nämlich hohe Entladungsstromdichte und hohe Spannung, führen jedoch dazu, daß die Lebensdauer der Quelle durch Zerstäubung der Kathoden auf einige Stunden begrenzt ist.

Gegenüber den Gleichstromentladungen bieten mit hochfrequenten Feldern geheizte Plasmen den Vorteil, daß es in ihnen fast keinen Verschleiß der Elektronen gibt. Angeregt durch die Er-

gebnisse, die in Oak Ridge mit der ELMO von Dandl et al. [4] erzielt wurden, machte Postma den Vorschlag, ein mit Mikrowellen in Elektron-Zyklotron-Resonanz in einer magnetischen Flasche erzeugtes Plasma für die Produktion von hoch geladenen Ionen zu verwenden. Derartige Plasmen haben wegen ihrer hohen Elektronentemperatur, ihres hohen Ionisierungsgrades und ihrer Lebensdauer sehr günstige Voraussetzungen für Stufenionisierung. Mehrere Autoren berichteten inzwischen über erfolgreiche Experimente mit EZR-Quellen ([5],[6]). Hier sind die Ergebnisse von Geller [7] hervorzuheben; mit einer technisch sehr aufwendigen Anordnung konnte er Ladungsspektren erzielen, die die Ergebnisse der PIG-Quellen bereits übertreffen. Die hervorragenden Daten der SUPER MAFIOS beruhen auf einer erheblichen Verlängerung der Lebensdauer des Plasmas durch die Verwendung eines zusätzlichen magnetischen Multipolfeldes.

Das Mikrowellensystem einer EZR ist sehr aufwendig und kostspielig, vor allem dann, wenn man im Interesse größerer Ionenströme zu noch höheren Frequenzen übergeht. (Die Plasmadichte ist durch die Bedingung, daß die Plasmafrequenz die EZR-Frequenz nicht wesentlich übersteigen kann, nach oben begrenzt.)

2. Grundlagen einer Strahl-Plasma-Quelle

2.1. Der Aufbau der Ionen-Ladungsverteilung

Grundsätzlich sind zwei Arten der Elektronenstoß-Ionisierung zu unterscheiden, die die Verteilung der relativen Häufigkeiten der Ionenladungen bestimmen:

i) Einzelstoß-Ionisierung. Jedes Ion entsteht bei einem einzigen Elektronenstoß aus dem Neutralgas. Die Ionisation in hohe Ladungszustände erfolgt vorwiegend durch die Entfernung eines Elektrons aus einer der inneren Schalen und nachfolgendem Auger-Prozeß. Die Verteilung der Ladungszustände entspricht der funktionalen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der erzielten Ionenladung mit Maximum beim 1-fach geladenen Ion. Parameter dieser Funktion ist die Elektronentemperatur.

ii) Mehrfachstoß-Ionisierung. (Stufen-Ionisierung). Die Ladung der Ionen wird in einer Folge ionisierender Stöße schrittweise erhöht. Maßgeblich ist hier der Wirkungsquerschnitt für Erhöhung der Ladung um eins, der den Querschnitt für die simultane Entfernung mehrerer Elektronen aus einem Atom um Größenordnungen übertrifft. Der Prozeß setzt voraus, daß ein Ion so lange Zeit im Stoßvolumen verbleibt, bis es mindestens ein weiteres Mal ionisiert wird. Durch fortgesetzte Ionisierung von ursprünglich 1-fach geladenen Ionen werden höhere Ladungszustände angereichert. Obwohl die Ionisierungsquerschnitte mit steigender Ionenladung abnehmen, kann daher die Ladungsverteilung ein Maximum bei höheren Ladungszahlen einnehmen. Neben die Elektronentemperatur treten als Parameter der Ladungsverteilung die Elektronendichte und die Lebensdauer der Ionen.

Wenn beim Aufbau des Plasmas beide Prozesse eine Rolle spielen, führt die Stufen-Ionisierung zu einer Anhebung der Populationen in den höheren Ladungszuständen gegenüber der durch Einzelstoß bestimmten Ladungsverteilung.

2.1.1. Anforderungen an das Plasma

Aus der Forderung, daß die Verteilung der Ionenströme über der Ladungszahl ζ ein Maximum $\zeta_m > 1$ haben soll, ergeben sich einige Bedingungen für das Quellenplasma.

Der Aufbau der Ionenpopulationen soll durch Mehrfach-Stoß geschehen, d.h. die maßgebliche Ionisierungsrate ist $S(\zeta+1) = \langle \sigma_{\zeta} v_e \rangle$, wenn σ_{ζ} der Wirkungsquerschnitt für Erhöhung der Ladungszahl eines bereits gebildeten Ions (oder eines Neutralteilchens) um Eins ist. Die Rekombination ist im zu betrachtenden Dichtebereich, $n_{\zeta} < n_e < 10^{13} \text{cm}^{-3}$, durch Strahlungsrekombination und Wandrekombination bestimmt. Beschreibt man die Verlustrate der Wandrekombination durch die mittlere Lebensdauer τ_w , ergibt sich für die Teilchenbilanzen der Ionen mit Ladung $\zeta = 1$ bis $\zeta = Z$ das Gleichungssystem

$$(1) \quad \frac{dn_{\zeta+1}}{dt} = S(\zeta) n_e n_{\zeta} + \alpha(\zeta+2) n_e n_{\zeta+2} - \frac{n_{\zeta}}{\tau_w} - S(\zeta+1) n_e n_{\zeta+1} - \alpha(\zeta+1) n_e n_{\zeta+1}.$$

Die Neutralität des Plasmas ist durch

$$(2) \quad n_e = \sum_{\zeta=0}^{Z-1} \zeta \cdot n_{\zeta}$$

zu berücksichtigen.

Es läßt sich leicht abschätzen, unter welchen Plasma-Bedingungen sich das Gleichgewicht $dn_{\zeta+1}/dt = 0$ so einstellt, daß die Ladungsverteilung in der Umgebung von $\zeta = \zeta_m$ ein Maximum hat. Das Maximum ist durch

$$(3) \quad n_{\zeta+1} \approx n_{\zeta}$$

charakterisiert. Im Sinne einer ungünstigen Abschätzung vernachlässigen wir für den Aufbau der Dichte $n_{\zeta+1}$ den Beitrag durch Rekombination höherer Ladungen mit $\alpha(\zeta+2) = 0$. Wandverluste und Volumenrekombination beschreiben wir mit der effektiven Lebensdauer

$$(4) \quad \tau = (\alpha(\zeta+1)n_e + \tau_w^{-1})^{-1}$$

Damit folgt aus (3) :

$$(5) \quad n_e = \frac{1}{S(\zeta)(1 - \frac{S(\zeta+1)}{S(\zeta)})}.$$

Der Wirkungsquerschnitt fällt so erheblich mit der Ionenladung, vergl. [8], daß wir das Verhältnis der Raten mit

$$(6) \quad \frac{S(\zeta+1)}{S(\zeta)} < \frac{1}{2}$$

abschätzen können. Es ergibt sich schließlich als Bedingung für ein Maximum der Ladungsverteilung bei $\zeta = \zeta_m$

$$(7) \quad n_e \cdot \tau > \frac{2}{S(\zeta_m)}.$$

Ob die Ladungsverteilung ein Maximum besitzt und bei welcher Ionenladung es auftritt, hängt demnach von der Größe des Produkts aus Elektronendichte und Ionenlebensdauer ab. Setzt man Zahlenwerte ein, ergibt sich für das Maximum der Ladungsverteilung von Argon-Ionen bei $\zeta = 2$ die Bedingung $n_e \tau > 10^8 \text{ cm}^{-3} \text{ s}$.

Da die Größe von $n_{\zeta=0} = n_0$ durch die Einstellung des Neutralgasdrucks beliebig vorgegeben werden kann, reicht das Kriterium (7) nicht aus, um ein Maximum beim 1-fach geladenen Ion zu verhindern. Zusätzlich ist zu fordern, daß der Ionisierungsgrad hoch ist:

$$(8) \quad \frac{n_o}{n_e} \leq 1.$$

Neben der Lebensdauer der Ionen, der Elektronendichte und dem Ionisierungsgrad ist auch die Höhe der Elektronentemperatur T_e für die Form der Ladungsverteilung maßgeblich. Im Interesse hoher Ionisierungsraten sollte die Elektronenenergie in der Nähe der Ionisierungsenergie E_{ζ_m} liegen:

$$(9) \quad kT_e \approx E_{\zeta_m}.$$

2.1.2. Einschluß des Plasmas in einer magnetischen Flasche

Die Abhängigkeit der Verteilung der Ionenladungen von der Lebensdauer macht es erforderlich, das Plasma "einzuschließen", d.h. seine Diffusion zur Wand zu behindern. Ein homogenes Magnetfeld unterdrückt radiale Verluste, läßt das Plasma jedoch ungehindert axial entweichen. Durch eine Modifikation ist prinzipiell auch der axiale Verlust zu vermeiden: ein axial nach außen zunehmendes Magnetfeld wirkt als magnetischer Spiegel. Die Erhaltung des magnetischen Moments der Ladungsträger sorgt dafür, daß sie in der magnetischen Flasche eingeschlossen werden, sofern ihr Verhältnis von senkrechter zu paralleler Energie - bezüglich der Feldachse - einen bestimmten Wert überschreitet. Die Impulskoordination der Teilchen, die dieser Bedingung nicht genügen, liegen im sogenannten Verlustkegel des Spiegels: die Teilchen gehen axial verloren. Sind die ursprünglich eingeschlossenen Ladungsträger jedoch ihren Impuls ändernden Stößen unterworfen, entweichen auch sie. Eine obere Grenze für die Einschlußzeit der verschiedenen Teilchenarten ergibt sich demnach aus ihrer elastischen Stoßfrequenz. Legen wir einen hohen Ionisierungsgrad des Plasmas zugrunde, sind es die Weitwinkel-Coulombstöße, die zum Verlust der Teilchen führen.

Nach Spitzer [9] ist die Stoßzeit (für Stöße zwischen Teilchen gleicher Masse und Energie)

$$t_c/s = 1,4 \cdot 10^7 \frac{A^{1/2} (kT/eV)^{3/2}}{\zeta^4 \ln \Lambda \ n/cm^{-3}}$$

Hierin sind A die relative Atommasse, kT die Energie, ζ die Ladungszahl und n die Dichte der stoßenden Teilchen. $\ln \Lambda \approx 20$ ist der Coulomb-Logarithmus.

Die Stoßzeit von einfach geladenen Argonionen der Energie $kT_i = 1eV$ und der Dichte $n = 10^{12}cm^{-3}$ beträgt $t_{ii} = 5 \mu s$. Allein aufgrund seiner thermischen Geschwindigkeit benötigt ein Ion die Zeit $t_{th} \approx 50 \mu s$, um das Plasmavolumen entlang der Feldlinien zu verlassen. Der magnetische Einschluß zwischen zwei Coulomb-Stößen spielt demnach keine Rolle.

Bei gleicher Temperatur ist die Coulomb-Lebensdauer der Elektronen noch um den Faktor $(1837 \cdot A)^{-1/2}$ kleiner als die der Ionen. Wenn es jedoch gelingt, die Temperatur des Elektronengases erheblich zu erhöhen, wird ein magnetischer Einschluß möglich: für $kT_e = 200eV$ beträgt die Stoßzeit $t_{ee} \approx 50 \mu s$. Sie gleicht damit der thermischen Flugzeit der kalten Ionen. Bei noch höheren Werten der Elektronentemperatur dominieren die Elektronen die Plasmalebensdauer. Der magnetische Einschluß der Elektronen führt zum elektrostatischen Einfluß auch der Ionen.

Der elektrostatische Einschluß der Ionen bedeutet natürlich nicht eine unbegrenzte Lebensdauer dieser Teilchen. Es stellt sich eine gemeinsame Diffusion von Ionen und Elektronen nach außen, wie sie als ambipolare Diffusion in stoßbestimmten Plasmen bekannt ist, ein. Die Rückwirkung der Raumladung auf den Einschluß einer Teilchensorte ist als Deformation des

Verlustkegels zu einem Hyperboloiden zu beschreiben [10]. Für den Einschluß der Elektronen ist dann nicht mehr das Verhältnis der Impulskomponenten allein, sondern auch der Betrag der Geschwindigkeiten maßgeblich; langsame Elektronen gehen grundsätzlich verloren. Ohne detaillierte Kenntnis der Verteilungsfunktion der Elektronen ist eine Aussage über die Lebensdauer der Ladungsträger nicht möglich und die Frage nach der Wirksamkeit einer magnetischen Flasche für den Einschluß der Ionen nicht von vorneherein zu bejahen. Mit einer Auswirkung des Spiegelfeldes ist jedoch zu rechnen: der Verlustmechanismus der Teilchen führt zu einer Anreicherung schneller Elektronen, die für die Ionisierung in hohe Ladungszustände mit ihren hohen Ionisierungspotentialen wertvoll sein können.

2.2. Die Strahl-Plasma-Quelle

Das EZR-System wird entscheidend vereinfacht, wenn das hochfrequente Feld zur Heizung der ionisierenden Elektronen im Plasma selbst erzeugt wird. Seit Langmuir [11] die hochfrequenten Schwingungen in einer Gasentladung deutete, ist bekannt, daß ein Strahl von Ladungsträgern in einem Plasma durch kollektive Wechselwirkung Hochfrequenz-Schwingungen erzeugt. Kharchenko [12] und Smullin [13] entdeckten, daß beim Einschuß eines Elektronenstrahls in ein Plasma in einem magnetischen Spiegelfeld Elektronen gebildet werden, deren Energien ein Vielfaches der Einschußenergie beträgt. Messungen von Alexeff [14] an einem mittels eines 5kV-Elektronenstrahls geheizten Wasserstoffplasma ergaben eine Elektronentemperatur von $kT_e = 100 \text{ keV}$. Alexeff war es auch, der die Verwendung eines durch Strahl-Plasma-Wechselwirkung geheizten Plasmas für eine Ionenquelle vorschlug und auch selbst einige diesbezügliche Messungen machte [15].

Die erwähnten Experimente zur Heizung des Elektronengases mit einem Elektronenstrahl wurden an Druckgradienten-Entladungen

gemacht. Bei diesem Entladungstyp strömt das zu ionisierende Gas durch einen Kanal in der Anode auf die in einem Gebiet relativ niedrigen Drucks befindliche Kathode zu. Der Druckgradient von der Kathode zur Anode hin ermöglicht einerseits einen hohen Kathodenfall in der Größenordnung einiger kV und eine entsprechend hohe Energie der Primärelektronen und führt andererseits im Gebiet großen Drucks, im Anodenkanal, zu einem Plasma, dessen Dichte die Größenordnung $n = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Dabei bleibt der Strom auf einige Ampère beschränkt. Ein mit Kathode und Anode koaxiales Magnetfeld und die vollständige Kompensation der Raumladung vor der Kathode durch die in Richtung Kathode fallenden Ionen sorgen für eine gute Fokussierung des primären Elektronenstrahls auf das Plasma im Anodenkanal. In der Anordnung von Alexeff diffundiert das so gebildete Plasma in einen Raum jenseits der Anode in eine magnetische Flasche, die von zwei Spulen erzeugt wird. Eine der beiden Spulen ist als Anode ausgebildet. Die andere Spule, von der gleichen Form wie die Anode, liegt ebenfalls auf Anodenpotential. Auch diese Elektrode ist mit einer axialen Bohrung versehen, hinter der sich eine Antikathode befindet. Magnetfeld und Elektroden haben die gleiche Symmetrie.

Der Teil der primären Elektronen, der nicht im Anodenkanal aus dem Primärstrahl gestreut worden ist, heizt durch Strahl-Plasma-Wechselwirkung das Plasma auf. Die gebildeten mehrfach geladenen Ionen werden radial extrahiert und analysiert (wozu das dem Plasma-Einschluß dienende Magnetfeld herangezogen wird).

Erzeugt man den Elektronenstrahl in einer Druckgradienten-Entladung, so sind die Strahlparameter Beschleunigungsspannung und Strom miteinander und diese wiederum mit dem Neutralgasdruck und dem Magnetfeld verknüpft. Daher gibt es einen festen funktionalen Zusammenhang zwischen Strahlenergie und -strom, Plasmadichte und Ionisierungsgrad.

Es ist fraglich, ob das System Strahl-Plasma unter dieser Bedingung den optimalen Zustand für die Bildung von hochgeladenen Ionen einnehmen kann; zumindest läßt sich dieser Frage nicht nachgehen, weil sich die relevanten Parameter nicht unabhängig voneinander variieren lassen.

Noch ein weiterer Einwand gegen die geschilderte Plasmaerzeugung ist zu erheben: Der Elektronenstrahl reagiert im Anodenkanal mit einem Plasma relativ hoher Dichte, bevor er in die magnetische Flasche eintritt. Ein großer Teil der hier gebildeten Elektronen und Ionen wird in Richtung Kathode abfließen und nicht zum Aufbau des Plasmas im vorgesehenen Einschlußgebiet beitragen können. Außerdem ist nicht auszuschließen, daß hier der Primärstrahl selbst - soweit seine Elektronen nicht schon aus dem Strahl gestreut worden sind - so moduliert wird, daß er sein Vermögen, Hochfrequenzschwingungen im Plasmavolumen anzufachen, verloren hat.

Um die Eignung eines in Strahl-Plasma-Wechselwirkung geheizten Plasmas für die Produktion von hoch geladenen Ionen untersuchen zu können, scheint es uns unabdingbar, die Parameter des Systems zu entkoppeln und eine Absorption von Strahlenergie außerhalb des magnetischen Spiegelfeldes zu verhindern.

Das in der vorliegenden Arbeit beschriebene Experiment ist ein Versuch, ein Strahl-Plasma-System zur Produktion mehrfach geladener Ionen heranzuziehen, bei dem der Elektronenstrahl im Vakuum, in einer Elektronenkanone von Pierce-Typ [16], erzeugt wird.

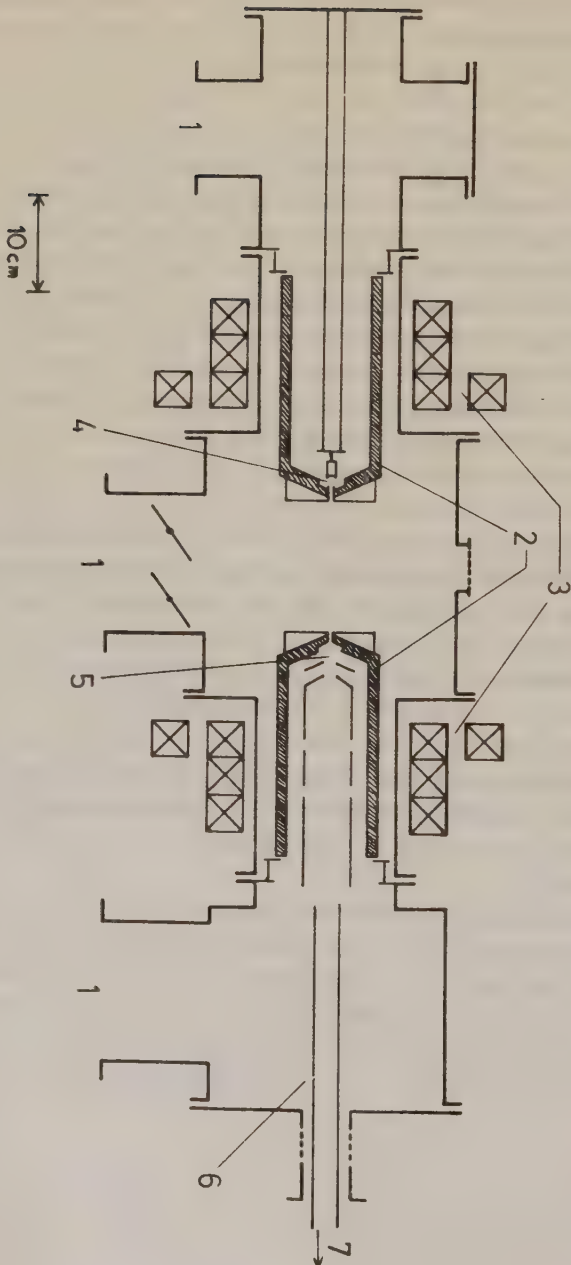


Fig. 1

Schematische Darstellung der Versuchsanordnung.

- 1 Pumpstützen, 2 Polschuhe, 3 Magnetspulen, 4 Elektronenkanone,
5 Ionenextraktion, 6 Driftrohr, 7 zum Massenspektrometer.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. Vakuumsystem und Entladungsgefäß

Da einerseits Messungen auch bei so niedrigen Drucken des Betriebsgases wie 10μ Torr ausgeführt werden sollten, und andererseits hochgeladene Ionen, deren Anteil an der Ionenpopulation um mehrere Größenordnung kleiner ist als der des 1-fach geladenen, nachzuweisen waren, mußte die Apparatur in Ultra-Hoch-Vakuum-Technik ausgeführt werden.

Die Apparatur (vergl. Fig.1) ist in drei kollineare zylindrische Rezipienten gegliedert. Jede der Kammern wird von einer eigenen Turbomolekularpumpe evakuiert. Die mittlere, größte Kammer beherbergt das Plasma. Hier wird das Betriebsgas eingelassen, und hier sind an der Zylinderwand Rohrstützen angebracht, die das Plasma verschiedenen diagnostischen Einrichtungen zugänglich machen. Ein Drosselventil reduziert bei Bedarf die Pumpleistung und damit den Gasverbrauch. Auf der einen Seite schließt sich die Kammer an, in der die Elektronen-Kanone montiert ist. Der gegenüber angrenzende Rezipient nimmt das System zur Ionen-Extraktion und eine Einzellinse auf. Dieses Gefäß setzt sich in einem um 60 Grad gekrümmten Driftrohr für einen Analysiermagneten fort bis zu einem Kreuzstück, das einen Faraday-Auffänger enthält.

Die Plasma-Kammer ist gegen die beiden anderen durch zwei hohle Polschuhe aus Weicheisen (Hyperm O) abgegrenzt. Auf der dem Plasma ausgesetzten Seite sind die Polschuhe mit der Kühlung dienenden Hohlkörpern aus Kupfer versehen. Fig. 2 zeigt den Polschuh mit Kühlkörper, der das Plasma gegen das Extraktionssystem abgrenzt. Der Kühlkörper ist axial verschiebbar montiert, so daß die Plasmalänge um ca. 10 mm variiert werden kann. Der Verschiebemechanismus läßt sich von außen betätigen.

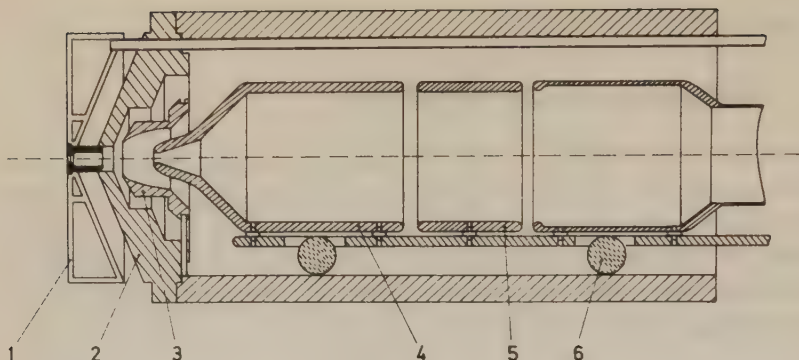


Fig. 2 Polschuh mit Extraktionssystem.

- 1 Kühlkörper, 2 Polschuh, 3 Elektronenreflektor,
4 Beschleunigungselektrode, 6 Isolator.

Während das Mittelstück der Plasma-Kammer einen Durchmesser von ca. 30 cm hat, beträgt der Durchmesser der Anschlußrohre nur halb so viel. Über diese Rohre sind die Magnetspulen geschoben. Weil der Flanschdurchmesser etwas größer ist als der Innendurchmesser der Spulen, sind die Flansche geteilt und zum Aufschieben der Spulen abnehmbar. In der Mittelebene der Kammer liegen sich zwei radiale Rohrstützen von 100 mm Durchmesser gegenüber. Ein Rohr ist mit einem Glasfenster abgeschlossen, das die visuelle Beobachtung des gesamten vom Plasma eingenommenen Raumes gestattet, der andere mit einem Röntgenquanten-Detektor. Das Betriebsgas wird über ein motorgetriebenes Nadelventil durch ein Röhrchen in die Kammer eingelassen. Zur Messung von Restgas- und Betriebsdruck dient ein Penning-Manometer, das vom äußeren Magnetfeld nicht gestört wird. Ein Regelverstärker sorgt für konstanten Druck des Betriebsgases.

Beide Polschuhe sind mit Hilfe von Ringen aus Aluminium-Oxid montiert, die Rohrdurchführungen für das Kühlmittel mit Rohrstücken aus diesem Material versehen. Als Kühlmittel wird der isolierende Wärmeträger Diphyl (BEYER) verwendet. Die Polschuhe sind auf diese Weise von der übrigen Apparatur elektrisch isoliert. Die Wandstärke des Eisens beträgt 12 mm, ist aber in der Umgebung der Achse auf 6 mm reduziert. Die 10 mm-Bohrung ist bis auf einen Kanal von 3 mm Durchmesser mit einem Einsatz aus Kupfer-getränktem Wolframschwamm verschlossen. Dieser Einsatz ist in einem der beiden Eisenkörper als Anode der Elektronenkanone ausgeführt. Zur Verbesserung der schlechten Vakuum Eigenschaften des Eisens sind beide Polschuhe elektropoliert. Die auf eine Wärmeabfuhr von 3 kW ausgelegte Kühlung erfolgt in einem geschlossenen Kreislauf mit Pumpe und wassergekühltem Wärmeaustauscher. Der verwendete organische Wärmeträger bewirkt keine Korrosion der aus verschiedenen Metallen bestehenden Kühlkreise.

3.2. Das magnetische Spiegelfeld

Zwei Spulenpakete aus je drei Spulen von 18 cm und einer Spule von 30 cm Innendurchmesser erzeugen in Verbindung mit den Polschuhen die magnetische Flasche. Jede Spule hat 27 Windungen aus Kupferrohr von quadratischem Querschnitt. Der Strom wird von einem Gleichstromgenerator bezogen. Er beträgt maximal 600 A bei 60 V. Die Wicklungen werden mit Leitungswasser gekühlt.

Die Polschuhe erfüllen eine doppelte Funktion: zum einen konzentrieren sie das Magnetfeld auf das vom Plasma einzunehmende Volumen und verringern so den Spulenstrom, zum andern schirmen sie die Elektronenkanone und die Ionenstrahlbildung magnetisch ab. Fig. 3 zeigt das mit einer Hall-Sonde gemessene Magnetfeld auf der Systemachse für einige Spulenströme. Das Maximum des Feldes liegt 4 mm vor dem Polschuhrand, bis hier reicht der aufgesetzte Kühlkörper.

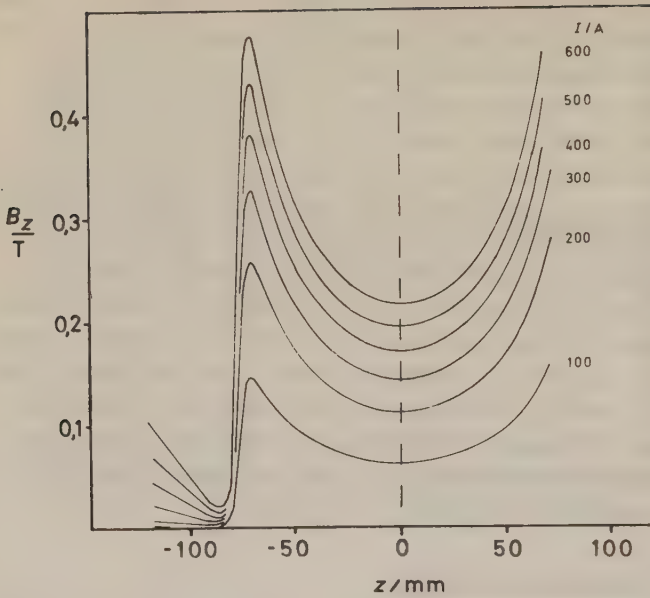


Fig. 3 Magnetische Flasche. Axialkomponente des Magnetfelds auf der Achse für verschiedene Spulenströme.

Für Spulenströme unterhalb 180 A ist die Feldstärke dem Strom proportional, und das Feld dringt nicht in das Innere der Polschuhe ein. Wie Fig. 4 zeigt, beginnt sich das Eisen bei größeren Feldern zu sättigen. Das Feld im Inneren nimmt dann erheblich zu. Eine weitere Folge der Sättigung ist, daß das Spiegelverhältnis, das ist das Verhältnis von maximalem zu minimalem Feld, mit steigendem Strom von 2,4 auf 2,1 abnimmt.

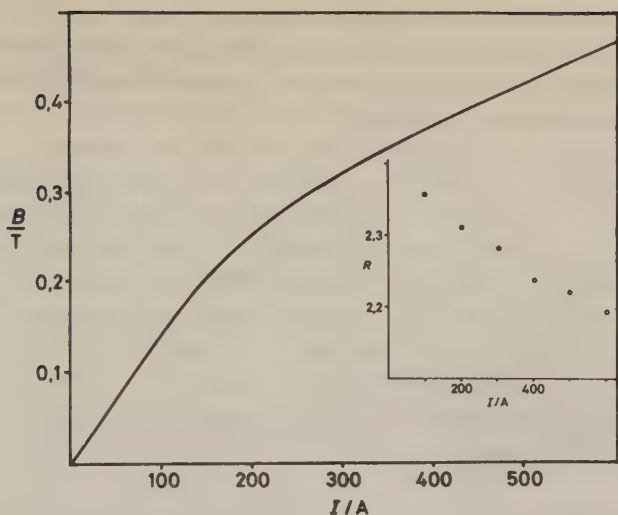


Fig. 4 Maximales Magnetfeld und Spiegelverhältnis in Abhängigkeit vom Spulenstrom.

3.3. Die Elektronenkanone

In Anlehnung an die Betriebsdaten der Druckgradienten-Entladung von Alexeff [15] und auch, um mit den üblichen FIG-Quellen für hoch geladene Ionen [2] vergleichbare Bedingungen zu erhalten, wählten wir für die Beschleunigungsspannung den Bereich zwischen 1kV und 5kV. Gemessen an der angestrebten Stromstärke von 0,1 A... 0,5 A bedeutet diese relativ niedrige Spannung sehr hohe Anforderungen an die Perveanz der Elektronenkanone ($1 \mu A/V^{3/2}$). Wir konnten jedoch davon ausgehen, daß der Strahl zwar die 3 mm-Bohrung im Polschuh zu durchströmen hat, die Strahlqualität aber sonst beliebig "schlecht" sein darf. Die Kompression des Strahls vom Durchmesser der Kathode auf den des Polschuhkanals wird durch den hier herrschenden hohen Magnetfeldgradienten, vergl. Fig. 3, bewirkt.

Voraussetzung für eine derartige magnetische Kompression ist nach Brewer [17], daß das Verhältnis der Magnetfelder an der Stahltaillie und an der Kathode einen (explizit nicht angebaren) Wert nicht unterschreitet.

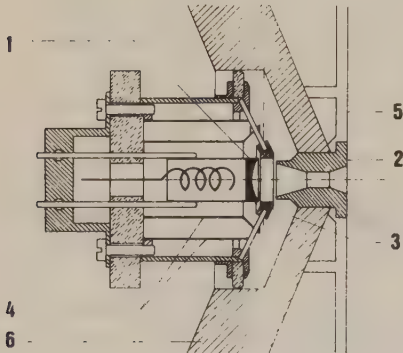


Fig. 5

Elektronenkanone.

- 1 Kathode
- 2 Anode
- 3 Kathodenelektrode
- 4 Strahlungsschirme
- 5 Kühlkörper mit
- 6 Polschuh verlötet

Bei der Formgebung von Kathode, Kathodenelektrode und Anode (siehe Fig. 5) wurden wir von einer von Hechtel [18] angegebenen Konstruktion geleitet, für die eine theoretische Perveanz von $5 \mu\text{A}/\text{V}^{1,5}$ angegeben wird. Bekanntlich werden in der Praxis theoretisch ermittelte Perveanzen nicht erreicht, vor allem, weil sich die engen Maßtoleranzen im heißen Betrieb nicht einhalten lassen. Insofern stellt die von uns verwendete Ausführung der Elektronenkanone sicher nicht das Optimum bezüglich der erreichbaren Stromstärke dar. Der erhebliche Aufwand für eine experimentelle Optimierung war im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht zu vertreten.

Als Anode dient der entsprechend geformte, in das Innere des Polschuhs ragende Einsatz aus Wolfram/Kupfer. Die anderen

Elektroden sind als Einheit auf einem Teller aus Aluminiumoxid montiert. Als Kathode gelangt eine von Wagner [19] beschriebene Ausführung einer Molybdän-Thorium-Sinterkathode auf einem Tantalkörper zur Anwendung. Die sphärische Oberfläche wird nach dem Sintern nachgearbeitet. Die Kathode wird mit einem doppelt gewendelten Wolframheizer indirekt geheizt. Die Betriebstemperatur beträgt ca. 1500 Grad. Die bei dieser - für eine indirekt geheizte Kathode unüblich - hohen Temperatur erheblichen Strahlungsverluste werden durch zwei die Kathode umgebende Bleche reduziert. Die Kathodenelektrode aus Tantal ist elektrisch von der Kathode isoliert; wie sich zeigte, führt jedoch ein negatives Potential dieser Elektrode nicht zu einer Verbesserung der Strahlqualität. Die übrigen Teile der Kathodeneinheit bestehen aus rostfreiem Stahl.

Die Kathodeneinheit ist über eine ca. 60 cm lange Stange auf einem Vakuumflansch montiert. Eine Schiebedurchführung erlaubt es, den Abstand Kathode - Anode während des Betriebs zu variieren und so den Strahlstrom zu maximieren. Da auch alle Versorgungsleitungen durch den erwähnten Flansch geführt sind, kann die Einheit mit wenigen Handgriffen ein- und ausgebaut werden.

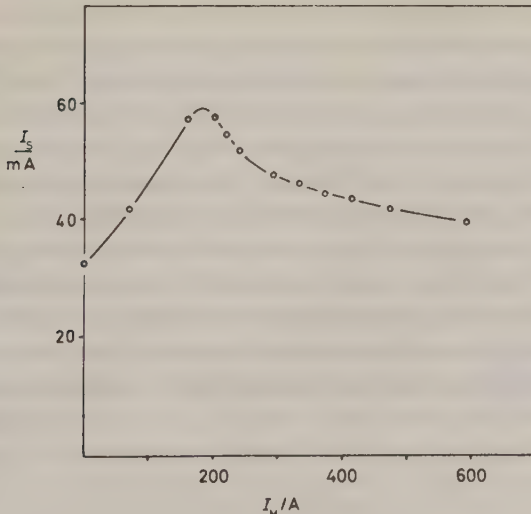


Fig. 6

Stromstärke des
Elektronenstrahls
in Abhängigkeit
vom Spulenstrom.

Die Lebensdauer des Heizers liegt bei einigen zehn Stunden, die der Kathode bei bedeutend höheren Werten. Hier ist einschränkend anzumerken, daß die 1,5 mm starke Kathode schon nach einigen Stunden Betriebs mit dichtem (Argon-)Plasma durch Kathodenzerstäubung durchbohrt wird. Der Durchmesser der Bohrung ist mit 0,5 mm aber so klein, daß die Funktion der Kathode nicht beeinträchtigt wird, es sei denn, der Ionenstrahl trifft nach Durchbohren der Kathode zufällig auf den Heizfaden.

Fig. 6 gibt Aufschluß über die Leistungsfähigkeit der Elektronenkanone. Hier wurde der auf dem der Elektronenkanone gegenüberliegenden Polschuh auftreffende Elektronenstrom in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen. Entsprechend der magnetischen Kompression steigt der Strom zunächst an, erreicht aber ein Maximum bei der Feldstärke, bei der sich das Eisen zu sättigen und das Magnetfeld in das Innere der magnetischen Abschirmung zu dringen beginnt, um dann mit zunehmendem Magnetfeld zu fallen. Der Anodenstrom beträgt ein Mehrfaches des Strahlstroms; die magnetische Kompression ist höchst unvollkommen.

3.4. Das Massenspektrometer

Analog der Injektion von Elektronen durch den Kanal des einen Polschuhs geschieht die Extraktion von Ionen durch eine axiale Bohrung auf der gegenüberliegenden Seite, vergl. Fig. 2. Hinter diesem Kanal befindet sich eine Ringelektrode auf dem Potential der Kathode der Elektronenkanone. Für den Elektronenstrahl dient sie als Reflektor und für die Ionenbeschleunigung als Bezugselektrode. Es folgt die Extraktionselektrode, zugleich erstes Glied einer Einzellinse, und die beiden übrigen Rohrstücke der Linse. Die Einzellinse ist mit Hilfe von Aluminiumoxidkugeln gegen die Polschuhinnenwand zentriert. Die Kugeln können auf ihr axial abrollen und erlauben so, den Beschleunigungsspalt durch axiales Verschieben der Linse zu ju-

stieren. Der Ladungsanalysator ist ein magnetisches Massenspektrometer mit 60 Grad Ablenkung und 21 cm Sollbahnradius. Das Plasma, bzw. seine begrenzenden Wände, liegt auf Erdpotential. Demzufolge muß das Driftrohr des Spektrometers auf dem Potential des Ionenstrahls liegen, d.h. es muß die Extraktionsspannung führen. Gegen das übrige Vakuumsystem ist es durch ein Rohr aus Aluminiumoxid, gegen den ebenfalls geerdeten Trennmagneten mit Kunststoffolien isoliert. Auch der den Ionenauffänger aufnehmende Rezipient befindet sich, wie dieser, auf dem durch die Beschleunigungsspannung bestimmten Potential. Wie erwähnt, ist der Beschleunigungsspalt variabel. Um bei einer Verschiebung der Einzellinse die Brechkraft nicht nachstellen zu müssen, wird dabei das gesamte Abbildungssystem einschließlich des Magneten und des Driftrohrs bewegt. Ein zu mechanischer Entlastung des Isolierrohrs ohnehin nötiger Metallbalg gestattet die Verschiebung.

Die Wicklung des Trennmagneten ist für ein maximales Magnetfeld von 0,4 Tesla ausgelegt. Für die Ablenkung des 1-fach geladenen Argon-Ions ist damit die Beschleunigungsspannung auf ca. 6 kV begrenzt. Die Isolation der Anordnung gestattet Beschleunigungsspannungen bis über 20 kV. Niedrige Ionisierungsstufen können dann allerdings nicht nachgewiesen werden.

Die Ladungsspektren wurden ausschließlich durch Änderung des Magnetfeldes bei konstanter Extraktionsspannung ausgemessen. Ein Sägezahn-generator steuerte den Massendurchlauf.

Das dem Nachweis der Ionenströme dienende Galvanometer führt wie der Faraday-Auffänger Hochspannung. Die Transponierung des verstärkten Meßsignals auf einen geerdeten X-Y-Schreiber geschieht nach einer Amplituden-Pulsbreiten-Konvertierung mit Hilfe eines Optokopplers und anschließender Integration. Da uns nur ein linearer Elektrometerverstärker zur Verfügung stand, mußte dessen Verstärkung im Zuge eines Spektrums mehrmals umgeschaltet werden, um den erheblichen Unterschieden in den Strömen verschiedener Ionen Rechnung zu tragen.

4. Messungen

Mit wenigen Ausnahmen wurden die Messungen an Argon-Plasmen ausgeführt.

Zur Untersuchung der Plasmaeigenschaften wandten wir die folgenden diagnostischen Mittel an:

Die Verteilung der Ionen-Ladungszustände wurde durch Analyse der extrahierten Ionenströme gemessen. Die Untersuchung der emittierten Röntgenstrahlung bezüglich ihrer Energie und ihrer Polarisierung gab Aufschluß über Eigenschaften des Elektronengases. Durch Vermessung des abgestrahlten Mikrowellenspektrums konnte auf die Plasmadichte und Instabilitäten geschlossen werden. Zeitlich aufgelöste Messungen von Röntgenstrahlung und sichtbarem Licht ergaben ein Bild vom Zeitverhalten des Plasmas. Durch visuelle Beobachtung konnten Form und radiale Ausdehnung des leuchtenden Plasmas bestimmt werden; diese Beobachtungen führten auch zur Bezeichnung zweier äußerlich sehr verschiedener, diskreter Plasmazustände als Moden.

Die Grenzen der Parameterbereiche, innerhalb derer Druck, Magnetfeld und Strahlspannung variiert wurden, sind durch die Forderung nach für die Bildung von hoch geladenen Ionen günstigen Bedingungen gesteckt. So wurde im Interesse eines hohen Ionisierungsgrades der Druck nicht über 1 mTorr erhöht und im Interesse hoher Trägerdichte keine Magnetfelder unterhalb 0,1 Tesla verwendet.

4.1. Die Unterscheidbarkeit zweier Moden

Das Plasma, das durch Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Restgas bzw. mit dem durch Stoßionisierung erzeugten, primären Plasma entsteht, ist durch das Auftreten zweier Moden

gekennzeichnet. Die Parameter für die gegenseitige Abgrenzung der beiden Moden sind nicht exakt anzugeben, weil sich Strahlstrom und Magnetfeld als nicht voneinander unabhängige Größen erweisen sollten.

Mode I ist bei Drucken unterhalb von 0,25...0,4 mTorr zu beobachten. Ihr äußerliches Erscheinungsbild ist eine fadenförmige Leuchterscheinung von ca. 2 mm Durchmesser zwischen den Polschuhen. Die Helligkeit nimmt mit steigendem Druck zu. Weder Mikrowellen noch Röntgenstrahlung sind nachweisbar. Die Leuchterscheinung ist stationär.

Überschreitet der Neutralgasdruck einen kritischen Wert, ändert sich das Erscheinungsbild drastisch. Die Helligkeit nimmt um einige Größenordnungen zu. Ein sehr hell leuchtender Kern von 6 bis 8 mm Durchmesser ist von einem leuchtenden Saum von einigen Zentimetern Durchmesser umgeben. Der Saum weist eine scharfe äußere Grenze auf, die dem Verlauf der Feldlinien zu folgen scheint. Diese Mode II ist nicht stationär, der Lichtstrom erscheint gepulst. Form und Frequenz der Pulse hängen vom Magnetfeld ab. Wir bezeichnen diese Mode als heiße Mode, weil sie durch die Emission von Röntgenstrahlung gekennzeichnet ist, was auf die Existenz einer heißen Elektronengruppe ($kT_e > 1\text{keV}$) schließen läßt. Ein weiteres Merkmal von Mode II ist die Emission von hochfrequenter Strahlung im GHz-Bereich.

Der Übergang von Mode I in Mode II wird durch kleine Magnetfelder (einige hundert Gauß) und durch gegenüber dem Grenzdruck erhöhten Druck erleichtert. Ist die heiße Mode eingestellt, kann der Druck abgesenkt und das Magnetfeld vergrößert werden. Der Grenzdruck nimmt mit steigendem Magnetfeld zu.

4.2. Das Ladungsspektrum der Ionen

4.2.1. Kritik des Meßverfahrens

Abgesehen von der selbstverständlichen Bedeutung des Ionenpektrums für die Anwendung einer Ionenquelle, stellt seine Messung eine der aufschlußreichsten plasmadiagnostischen Methoden dar. Das aus der Analyse des extrahierten Ionenstroms gewonnene Spektrum enthält Information über die Plasmadichte, die Lebensdauer und die Lebensdauer von Ionen und Elektronen. Schließlich äußert sich noch das Plasmapotential bzw. die Schichtspannung in einer von der Anfangsenergie der Ionen bestimmten Linienverschiebung.

Der Wert derartiger Messungen für die Beurteilung der Plasmaeigenschaften erfährt jedoch einige Einschränkungen durch die Vorgänge, die sich beim Übergang vom neutralen Plasma zum Strom nur einer Trägersorte, in der Plasmagrenzfläche ereignen. Zunächst einmal können die Ionen nicht von einem beliebigen Ort des Plasmavolumens extrahiert werden, sondern nur in Wandnähe. Hier herrscht aber - vor allem in turbulenten Plasmen - nicht mehr das die Zusammensetzung des Plasmas bestimmende Gleichgewicht zwischen Erzeugung und Verlust. Zudem kann das Spektrum bei der von uns gewählten axialen Extraktion nur die Ionenpopulation in der achsnahen magnetischen Flußröhre beschreiben, aus der extrahiert wird. Wenn es nicht gelingt, eine streng konkave Grenzfläche auszubilden, wird nur ein Teil der in die Extraktionsöffnung gelangenden Ionen auf den Auffänger abgebildet; der Rest wird auf die Ziehelektrode beschleunigt oder geht an der Begrenzung der Öffnung verloren. Im inhomogenen Magnetfeld, das eine zum elektrischen Beschleunigungsfeld senkrechte Komponente aufweist, erfahren die Ionen eine Drift. Wenn die Magnetfeldachse und die Ionenoptische Achse nicht fluchten, verhindert diese Drift die Abbildung eines Teils der Ionen auf den Auffänger. Dies gilt besonders dann, wenn die Figurenachse der Elektroden nicht mit der magne-

tischen Achse übereinstimmt. Kann das Plasma aufgrund seiner Dichte in die Extraktionsöffnung eindringen, unterliegen die Ionen radialen Verlusten. Wenn sich dabei ein ambipolares Feld ausbildet, gehen bevorzugt höher geladene Ionen verloren.

Tatsächlich waren die erwähnten, das Spektrum beeinflussenden Effekte zu beobachten. Zwar ließen sie sich durch Optimierung der Geometrie und der Elektrodenpotentiale des Extraktionssystems reduzieren; wir müssen aber vermuten, daß die verbleibenden Störungen beträchtlich sind. Hinweise darauf geben die folgenden Beobachtungen:

Wie bei der Diskussion der bei der Injektion des Elektronenstrahls auftretenden Probleme erwähnt, machen sich die aus dem Plasma auf die Kathode beschleunigten Ionen durch die Bildung eines Zerstäubungskanals bemerkbar. Der Durchmesser dieses Kanals ist mit ca. 0,5 mm Durchmesser viel kleiner als die den Ionen zur Verfügung stehenden Anodenbohrung von 3 mm Durchmesser. Schließt man aus, daß die Ionen rein zufällig auf die Kathode fokussiert werden, bleibt nur die Erklärung, daß nur sehr achснаhe Ionen gerichtet auf die Kathode gelangen können. Ihre Mehrheit aber wird entweder unter einem so großen Winkel gegen die Achse beschleunigt, daß ihre Dichte nicht mehr ausreicht, um eine deutliche Wirkung auf der Kathode hervorzurufen, oder es gelangen überhaupt nur achснаhe Ionen an die Plasmagrenzfläche in der Anodenöffnung, die übrigen gehen an der Innenwand des Anodenkanals verloren. Jedenfalls sollte der extrahierbare Ionenstrom deutlich kleiner als der vom Plasma in die Grenzfläche strömende sein. Zu einer Abschätzung des Ionenverlustes im ähnlich geformten, gegenüber liegenden Extraktionskanal können wir gelangen, wenn wir den tatsächlich extrahierten Ionenstrom mit dem bei der Stoßionisierung durch den Elektronenstrahl gebildeten Strom vergleichen.

Im Stoßvolumen der Länge l und des Querschnitts Q , das iden-

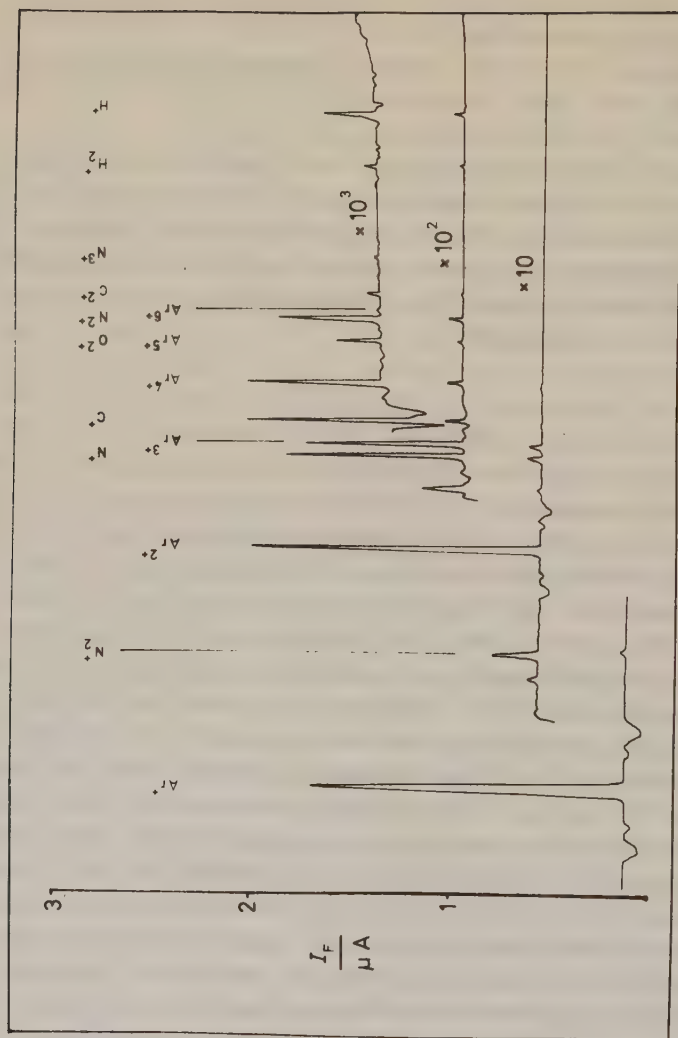


Fig. 7 Ionen-Ladungsspektrum.

Extraktionsspannung 4 kV, Druck 0,25 mTorr,
Magnetstrom 370 A, Strahlspannung 2,5 kV.

tisch mit dem vom Elektronenstrahl (mit Teilchenstrom i_e) eingenommenen Volumen ist, werden durch Ionisierung des Neutralgases der Dichte n_o unter dem Wirkungsquerschnitt σ_i Ionen erzeugt. Ihre Bildungsrate ist $\dot{n}$. Sie entspricht dem in das Volumen fließenden Ionenstrom $i_i = n_i Q = i_e n_o \sigma_i l$. Für Mode I, die kalte Mode, in der das Plasma annähernd auf den Bereich des Elektronenstrahls beschränkt ist, wollen wir annehmen, daß der erzeugte Strom im wesentlichen parallel zum Magnetfeld je zur Hälfte auf die beiden axialen Öffnungen abfließt. Demnach sollte der extrahierbare Strom $I = i_e n_o \sigma_i l/2$ sein. Einsetzen von typischen Zahlenwerten ($i_e = 15$ mA, $n_o = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_i = 7 \cdot 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, $l = 14$ cm) ergibt $I = 40 \mu\text{A}$. Der in diesem Beispiel nach der Extraktion im Auffänger nachgewiesene Ionenstrom betrug hingegen nur ca. $4 \mu\text{A}$. Die Vermutung, daß nur ein Teil der Ionen, ein achsnahes Bündel von ca. 0,5 mm Durchmesser, extrahierbar ist, wird durch diese Zahlen gestützt.

4.2.2. Das extrahierte Ionenspektrum

Ein in Mode I aufgenommenes Ladungsspektrum ist in Fig. 7 wiedergegeben. Außer den mit der Ladungszahl rapide fallenden Argon-Ionenströmen können wir Ionen, die aus dem Restgas stammen, identifizieren. Die Linien sind von negativen Stromsignalen flankiert. Offenbar werden an den Kanten des Auffängerspaltz Sekundärelektronen ausgelöst. Die negativen Ströme machen sich störend bemerkbar, wenn eine schwache Linie dicht neben einer relativ starken Restgaslinie liegt. Höhere Ladungen als Ar^{7+} können daher nicht mehr nachgewiesen werden.

Die Abhängigkeit der Ionenströme von der Ionenladung entspricht einigermaßen dem Verlauf der entsprechenden Wirkungsquerschnitte. Dieses Verhalten ist bei Einzelionisierung (d.h. gleichzeitiger Entfernung der entsprechenden Zahl von Elektronen) zu erwarten. Vergl. Fig. 18.

Der Versuch, durch Erhöhung der Ziehspannung den Ionenstrom zu vergrößern und die Sättigungsstromstärke zu erreichen, führt zu Doppellinien. Dies weist auf die Bildung eines Hohlstrahls hin, wie er bei einer konvexen Verformung des Meniskus zu erwarten ist.

Aus der Dispersion des Massenspektrometers läßt sich die räumliche Ausdehnung der Ionenbündel am Auffängerspalt berechnen. Die Breite der Ionenbündel erweist sich als ein Mehrfaches der Spaltbreite. Die registrierte Linienform gibt demnach die Verteilung der Stromdichte in den Bündeln wieder. Stellt man die Linsenspannung auf maximale Höhe jeder einzelnen Linie ein, zeigt sich, daß das Verhältnis von Bündelbreite zu Spaltbreite einen konstanten Wert hat, der ungefähr 3 beträgt. Um diesen Faktor sind die tatsächlichen Ionenströme größer als die Linienmaxima.

Die Ionenspektren der heißen Mode II erweisen sich bezüglich der Betriebsgasionen als nahezu identisch mit den in Mode I bei gleichen Entladungsparametern aufgenommenen Spektren. Lediglich ein etwas höherer Anteil an Ionen von Verunreinigungen, von aus den Wänden freigesetztem Wasser und Kohlenwasserstoffen sind festzustellen. Auch das Ionenspektrum dieser Mode ist ausschließlich Einzelstoß-Ionisierung zuzuschreiben.

4.3. Abgestrahlte Mikrowellen

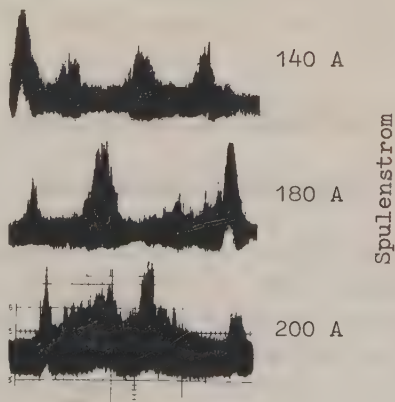
Die vom Plasma im Mikrowellenbereich zwischen 2 GHz und 18 GHz emittierte Strahlung wurde analysiert.

Eine Mikrowellenantenne fängt die aus einem Glasfenster der Vakuumapparatur von 10 cm Durchmesser austretende Strahlung auf. Das Signal gelangt durch ein dämpfungsarmes Koaxialkabel an den Eingang eines Spektrum-Analysators (Ailtech 707). Auf dem Leuchtschirm des eingebauten Oszilloskops wird das Frequenz-

spektrum (d.h. die Leistung als Funktion der Frequenz) dargestellt. Weil die Abstrahlungsbedingungen des Systems Plasmasäule-Vakuumgefäß - Sichtfensterstutzen - Glas - Außenraum ohnehin unbekannt sind, verzichteten wir darauf, bei den Messungen die Absolutwerte der Amplituden zu bestimmen. Die Antenne mußte daher auch nicht auf konstanten Gewinn über den Frequenzbereich hin ausgesucht werden. Sie besteht aus einer konischen Wendel aus Kupferdraht vor einer Kreisscheibe aus Kupferblech. Aus drei einigermaßen willkürlich gewickelten Versionen wurde diejenige ausgewählt, die im Vergleich mit einer handelsüblichen X-Band-Hornantenne den geringsten Abfall des Gewinns zu niedrigen Frequenzen hin (2 GHz) aufwies. Im Bereich des X-Bandes benutzten wir das Horn selbst. Wellen, deren Frequenz niedriger als ungefähr 2 GHz sind, werden in dem als Hohlleiter aufzufassenden Sichtfensterstutzen stark gedämpft. Überdies ist damit zu rechnen, daß das Spektrum bei derart niedrigen Frequenzen überwiegend durch geometrische Resonanzen im Vakuumgefäß bestimmt wird, dessen Radius von 15 cm der Vakuumwellenlänge einer 2 GHz-Schwingung entspricht. Wir beschränkten uns daher auf die Untersuchung von Frequenzen oberhalb dieses Werts. In Fig. 8 sind einige Mikrowellenspektren wiedergegeben.

Fig. 8

Mikrowellen-Spektrum.
(Amplitude logarithm.)
3,3...8,3 GHz
Argon
Druck 0,22 mTorr
Strahlspannung 1,6 kV



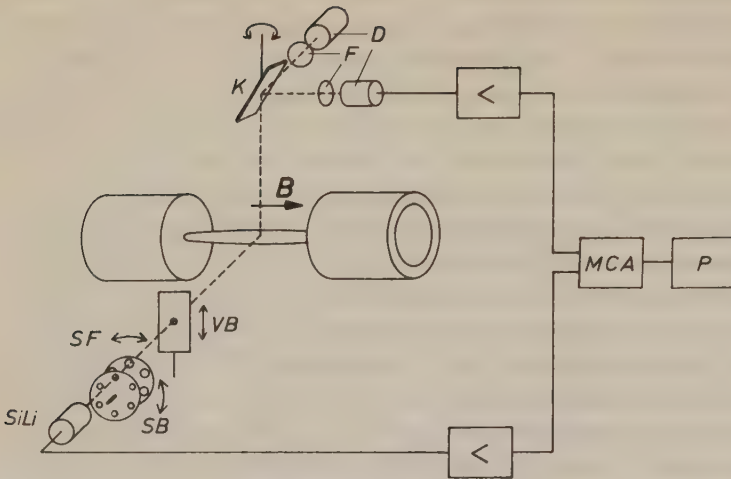


Fig. 9 Anordnung der Röntgenspektrometer.
SiLi: Halbleiter-Zähler, SB: Revolverbende,
SF: Scheibe mit 6 Fenstern verschiedener Dicke,
VB: vertikal verschiebbare Blende, K: Graphit-Kristall,
D: Proportional-Zählrohre, F: Be-Fenster,
MCA: Vielkanal-Analysator, P: Plotter.

4.4. Emittierte Röntgenstrahlung

4.4.1. Das Röntgenspektrometer

Die vom Plasma emittierte Röntgenstrahlung im Energiebereich zwischen 1 keV und 20 keV wurde mit einem SiLi-Halbleiter-Detektor nachgewiesen. Der Analyse des Energiespektrums diente ein Vielkanalanalysator. Um Quanten möglichst geringer Energie nachweisen zu können, verwendeten wir eine fensterlose

Ausführung des Detektors: Das Dewar-Gefäß des Zählers ist über ein Ventil mit der Entladungskammer verbunden. Ein vakuumdichtes Fenster, das dem äußeren Luftdruck standhält, ist daher überflüssig. Ganz auf ein Fenster zu verzichten war nicht möglich, weil der Zähler auch auf die überwiegende Plasmastrahlung im Bereich des sichtbaren und des ultravioletten Lichts anspricht. Der Unterdrückung der niederenergetischen Quanten dienten Folien aus Beryllium und Aluminium. Wie in Fig. 9 skizziert, sind 6 dieser Folien auf einer Drehscheibe angebracht und können mittels einer Drehdurchführung in den Strahlengang eingeführt werden. Eine weitere Drehscheibe hat 5 verschiedene Bohrungen zwischen 0,3 und 10 mm Durchmesser. Mit Hilfe dieser Blenden kann der Quantenstrom so begrenzt werden, daß der Zähler im linearen Zählbereich bleibt (maximal $2 \cdot 10^4$ /s). Ein Metallbalg hält die Vibrationen des Pumpstands vom gegen Mikrofonie sehr anfälligen Detektor fern.

Zwischen Plasma und Blendenscheibe läßt sich noch eine weitere Lochblende anbringen. Beide Blenden zusammen begrenzen dann ein Strahlenbündel von nur 1 mm Durchmesser. Die zusätzliche Blende ist senkrecht zur von Plasmaachse und Zählerkristall aufgespannten Ebene verschiebbar montiert, so daß sich das ausgeblendete Bündel über den Plasmaquerschnitt schieben läßt. Man erhält so ein radiales Strahlungsprofil des Plasmas (in der Symmetrieebene).

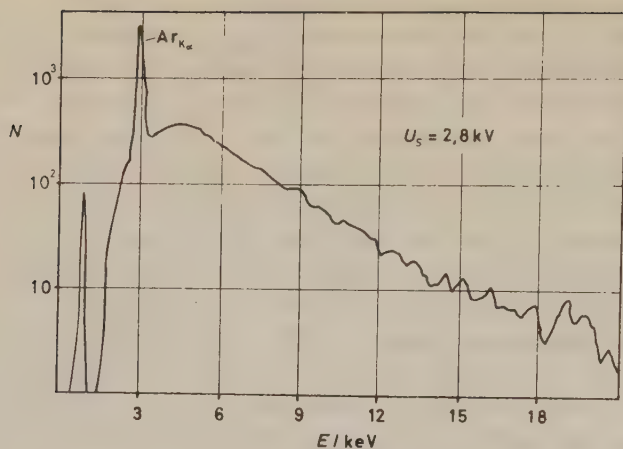


Fig. 10 Röntgenspektrum (halb-logarithmisch). Argon.

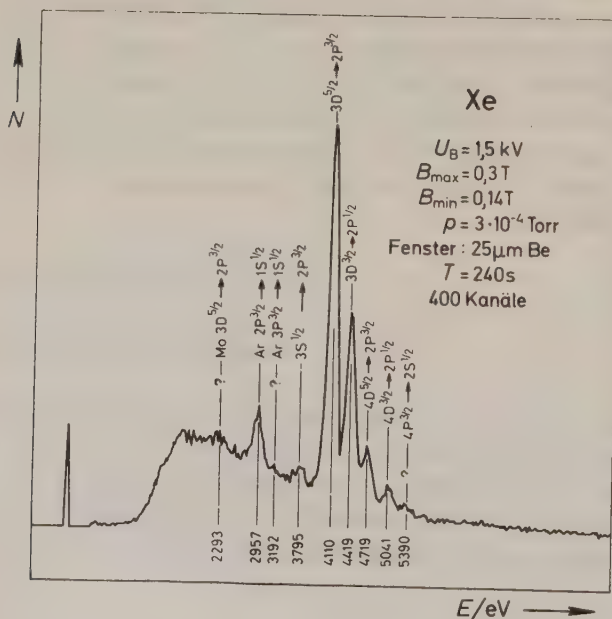


Fig. 11 Röntgenspektrum. Xenon.

4.4.2. Das Spektrum der Röntgenstrahlung

Fig. 10 und Fig. 11 zeigen gemessene Röntgenspektren von Argon und Xenon. Über dem (überwiegend exponentiell) mit der Energie fallenden Bremskontinuum erheben sich die charakteristischen K- bzw. L-Linien. In beiden Fällen treten Linien auf, deren Energie größer als die Energie der Strahlelektronen ist. Bei niedrigen Energien sind die Spektren aufgrund von Absorption im Fenster abgeschnitten. Das Bremskontinuum ist mindestens bis zur 5-fachen Strahlenergie nachzuweisen.

Man kann der logarithmischen Steigung des Kontinuums eine Temperatur zuordnen. Für eine Maxwell-Verteilung der gebremsten Elektronen, die wir in Ermangelung weiterführender Informationen annehmen wollen, wird die Energieverteilung der Bremsquanten durch

$$(10) \quad \frac{dj_E}{d\nu} = C n_e n_Z Z^2 (R/kT_e)^{1/2} G \exp(-h\nu/kT_e)$$

beschrieben. Hierin bedeuten j_E die Energiestromdichte und $h\nu$ die Energie der emittierten Strahlung, n_e die Elektronendichte, n_Z und Z die Dichte und effektive Ladung der streuenden Teilchen, R die Rydberg-Energie und G den Gaunt-Faktor. Die Konstante hat den Wert $C = 1,7 \cdot 10^{-47} \text{ J/cm}^3$. Im betrachteten Energiebereich ist Z identisch mit der Kernladungszahl und $G \approx 1$.

Die so ermittelte Temperatur ist bei geeigneter Einstellung von Druck, Magnetfeld und Elektronenstrom größer als die Strahlenergie.

Es liegt auf der Hand, daß die Spektren nicht durch Abbremsung der Strahlelektronen erzeugt werden können. Wir müssen vielmehr annehmen, daß Plasmaelektronen zu entsprechend hohen

Energien aufgeheizt werden. Diese Annahme erhält eine große Stütze, wenn sich nachweisen läßt, daß die das Spektrum erzeugenden Elektronen nicht überwiegend in Strahlrichtung, parallel zum Magnetfeld, orientiert sind. Wir haben deshalb die Polarisation der Bremsquanten untersucht.

4.4.3. Polarisierte Röntgenstrahlung

4.4.3.1. Das Meßverfahren

Zur Untersuchung der Polarisation der Quanten diene uns eine Einrichtung, wie sie von Fuchs [20] verwendet worden war, siehe Fig. 9. Der Analysator ist ein Graphitkristall, auf dessen Oberfläche die Röntgenquanten unter einem Winkel von 45 Grad treffen. Wenn die Strahlen die Bragg-Bedingung erfüllen, d.h. wenn ihre Energie ein ganzzahliges Vielfaches von 2,65 keV beträgt und ihre Polarisation parallel zur Kristalloberfläche ist, werden sie um 90 Grad reflektiert und sind dann in einem Proportionalzählrohr nachweisbar. Wir können den Kristall um die Einfallsrichtung in zwei zueinander senkrechte Stellungen schwenken, so daß entweder parallel oder senkrecht zum Magnetfeld polarisierte Quanten an seiner Oberfläche reflektiert werden.

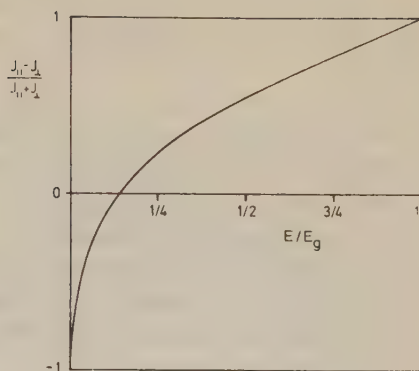
Die Polarisation eines Röntgenquants läßt im allgemeinen noch nicht auf die Richtung des gebremsten Elektrons schließen. Die von Bethe [21] übernommene Fig. 12 zeigt die Abhängigkeit des Polarisationsgrades der Quanten als Funktion des Energieverlusts. Nur bei solchen Stößen, bei denen das Elektron den größten Teil seiner Energie verliert, ist die Polarisation nahezu vollständig. Nur dann liegt die Polarisationsrichtung in der Ebene des Impulsübertrags, ist sie parallel zur Flugrichtung des Elektrons vor dem Stoß. Die Ordinate jedes Punkts im Bremsspektrum setzt sich aus den Beiträgen aller Quanten zusammen, deren erzeugende Elektronen eine höhere Energie als

Fig. 12

Polarisation der Röntgenstrahlung als Funktion der Energie.

$J_{\parallel}$ und $J_{\perp}$ sind die Häufigkeiten von parallel bzw. senkrecht zur Richtung des Elektrons polarisierten Quanten,

E_g ist die Grenzenergie.



seine Abszisse haben. Je höher ihre Energie ist, desto kleiner ist ihr Energieverlust. Wenn, wie in unserem Fall, das Spektrum monoton mit der Energie fällt, heißt das, daß die Beiträge der Elektronen mit höherer Energie und kleinerem Energieverlust nicht überwiegen. Eine Anisotropie der Elektronenverteilung sollte sich daher in einer Polarisation der Röntgenquanten äußern. Es ist jedoch nicht möglich, aus dem Polarisationsgrad auf das Maß der Anisotropie zu schließen.

4.4.3.2. Nachweis einer anisotropen Verteilung der Elektronen

Fig. 13 gibt das Ergebnis einer Messung mit dem Graphitanalysator wieder. Die Spektren für senkrecht ($\perp$) und parallel ($\parallel$) zum Magnetfeld orientierte Elektronen bestehen aus den beiden niedrigsten Bragg-Linien. Die relativ schlechte Auflösung des Proportional-Zählrohrs läßt alle höheren Linien im Fuß der Linie bei 5,3 keV verschwinden.

Während die Linien für senkrechte Polarisation annähernd gleich hoch sind, fällt das Spektrum der parallelen Komponenten

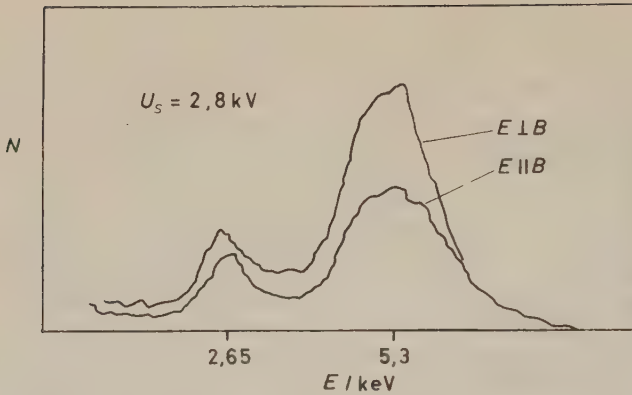


Fig. 13 Mit dem Kristall-Analysator gemessene Röntgenspektren von parallel ($\parallel$) und senkrecht ($\perp$) zur Magnetfeldachse polarisierter Strahlung.

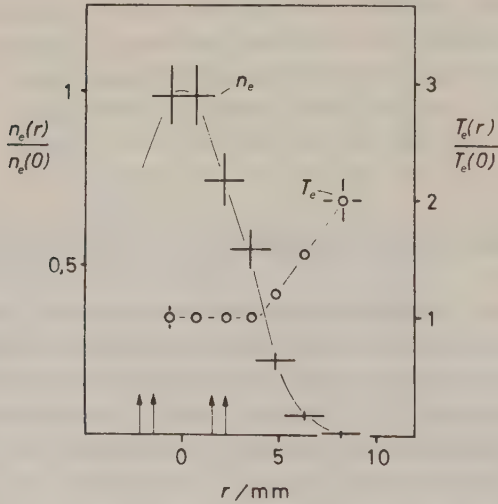


Fig. 14 Radiales Dichte- und Temperaturprofil der heißen Elektronen. Der Abstand zwischen den Pfeilen entspricht dem Durchmesser des Elektronenstrahls.

te deutlich mit der Energie. Demnach ist der Anteil heißer Elektronen in der senkrecht zum Magnetfeld orientierten Population erheblich größer als in der parallel orientierten.

Dieser Schluß wird durch das radiale Temperaturprofil des Plasmas, Fig. 14, erhärtet. Die Darstellung zeigt die Abhängigkeit der Temperatur und der Dichte der heißen Elektronen in Abhängigkeit vom Abstand zur Plasmaachse. Die Funktionen sind zwar nicht entfaltet; wir können ihnen jedoch auch so entnehmen, daß die Elektronen in einer Zone außerhalb des Elektronenstrahls am energiereichsten sind. Das heiße Plasma hat einen 3-fach größeren Querschnitt als der ungestörte Elektronenstrahl.

4.4.4. Röntgenstrahlung nach Abschalten des Elektronenstrahls

Durch periodisches Unterbrechen der Kathodenspannung mittels eines Thyristor-Pulsers ließ sich der Elektronenstrahl mit einer Frequenz von maximal 30 Hz ein- und ausschalten. Die Abschaltzeit betrug 100 ns.

Der zeitabhängigen Analyse der nach dem Abschalten des Elektronenstrahls emittierten Röntgenstrahlung diente die beschriebene Anordnung aus Halbleiterzähler, Blenden, Fenster und Vielkanalanalysator. Für diese Aufgabe wurde der Analysator als Multi-Analysator oder als Vielkanal-Zähler betrieben.

Im Multi-Analysator-Betrieb werden 16 aufeinander folgenden Zeitintervallen, die sich an jedes Ausschalten anschließen, je eine Untergruppe des Analysatorspeichers zugeordnet. Es ergeben sich 16 Spektren, deren Folge das zeitliche Abklingen der Strahlung beschreibt. Die Zeitauflösung dieses Meßverfahrens beträgt 5 μ s.

Ein etwas schnelleres Verfahren ist die Methode des Vielkanal-Zählens, bei dem, ebenfalls durch den Abschaltimpuls ausge-

löst, die Zählimpulse in sukzessive mit der Zeit forgeschaltete Kanäle des Speichers eingelesen werden. Eine Analyse der Quantenenergie ist allerdings bei diesem Verfahren nicht möglich.

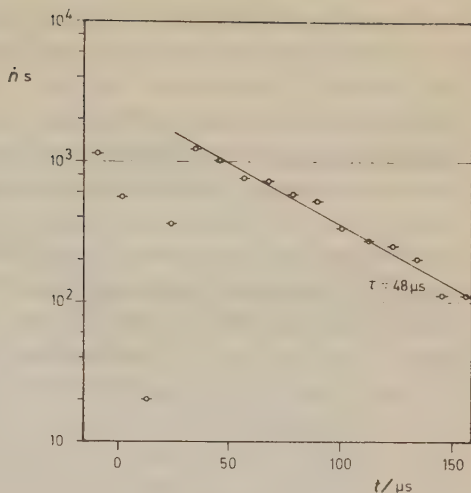
Bei beiden Methoden ergaben sich Schwierigkeiten daraus, daß die Meßzeit im Vergleich zu Messungen im stationär betriebenen Plasma erheblich verlängert wurde. Im Multi-Analysator-Betrieb ist der Analysator bei einer Pulsfrequenz des Elektronenstrahls von 30 Hz während jeder Meßperiode von ca. 30 ms nur einmal für die Dauer von 5 μ s meßbereit. Das bedeutet, daß von 6000 Impulsen nur ein einziger registriert wird. Da andererseits die momentane Zählrate durch den Halbleiterzähler beschränkt bleibt, resultiert eine Verlängerung der gesamten Meßzeit um das 6000-Fache. Das Abklingen der Röntgenstrahlung war nur über wenige Halbwertszeiten hin zu verfolgen, weil es dann im Untergrund verschwand, der aufgrund der langen Meßzeit erheblich angewachsen war. (Unter "Untergrund" sind hier Störungen zu verstehen, die als Rauschen in den elektronischen Schaltungen selbst entstehen oder aus dem Netz stammen.)

Das in Fig. 15 wiedergegebene Abklingen der K_{α} -Linie von Argon wurde mit der Methode des Vielkanal-Zählens gemessen. Zur Eingrenzung der Linie und ihrer Umgebung dienten zwei Schwellendiskriminatoren. Durch Verzögern der Zählimpulse war es möglich, auch die Zählrate bereits einige Mikrosekunden vor dem Abschalten des Elektronenstrahls zu erfassen. Ihr Wert wird durch den ersten Meßpunkt beschrieben. Nach einer Zeit unregelmäßigen Verhaltens klingt die Strahlung exponentiell ab. Die Zeitkonstante ergibt sich zu $\tau = 48 \mu$ s. Diese Zeit erwies sich als nahezu unabhängig von den äußeren Plasmaparametern.

Ungeklärt ist das Verhalten der Strahlung in der Zeit kurz nach Abschalten des Elektronenstrahls, wie es durch die unre-

Fig. 15

Abklingen der
 K_{α} -Strahlung
nach Abschalten
des Elektronenstrahls.



gelmäßig liegenden Meßpunkte beschrieben wird. Messungen, die mit kürzeren Fortschaltzeiten ausgeführt wurden, zeigten zum Teil einen Anstieg und einen anschließenden schnellen Abfall der Zählrate in dieser Zeit. Wir verzichten auf die Wiedergabe der Messungen, weil eine Untersuchung, ob die Unregelmäßigkeiten durch vom Thyristor-Pulser hervorgerufene Netzstörungen verursacht werden, kein eindeutiges Ergebnis hatte.

4.5. Emission von sichtbarem Licht

4.5.1. Spontane Helligkeitsschwankungen

Zur Beobachtung des vom Plasma in Mode II ausgesandten Lichts diente ein Photovervielfacher. Der Lichtempfänger ist am Ende eines zur Plasmaachse senkrechten, $0,8$ m langen Tubus vor einem Glasfenster der Vakuumkammer installiert. Außer einer Blende von 6 mm Durchmesser, die zeitweise zwischen Plasma

Fenster angebracht war, wurden keine optischen Mittel zur Fokussierung des Lichtstroms verwendet. Bei Verwendung der Blende war sichergestellt, daß auch bei einer Volumenänderung der leuchtenden Plasmasäule die Dichte des Lichtstroms gemessen wurde. Für qualitative Messungen erwies sie sich jedoch als überflüssig. Das Zeitverhalten des verstärkten Photostroms wurde mittels eines Oszilloskops sichtbar gemacht.

Das Plasmaleuchten ist unter allen Bedingungen gepulst. Zwei typische Oszillogramme sind in Fig. 16 wiedergegeben. Das Plasma springt spontan zwischen zwei Zuständen verschiedener Helligkeit hin und her. Die Folge der Pulse ist nicht periodisch, liegt aber in einem begrenzten Frequenzbereich zwischen

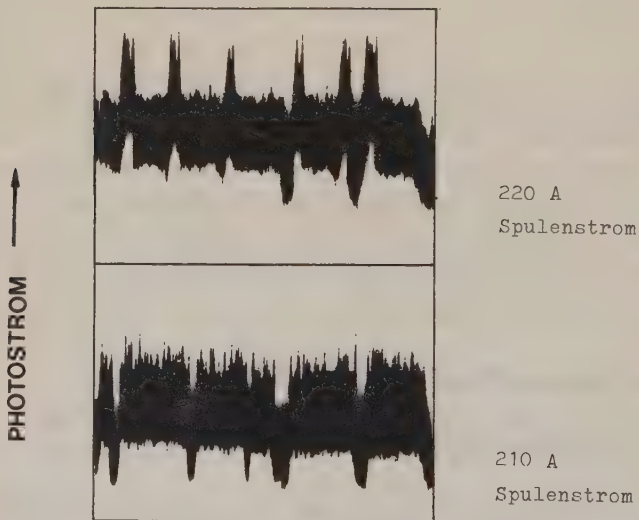


Fig. 16 Zeitverhalten des Plasmaleuchtens im sichtbaren Spektralbereich.
Die Zeitablenkung ist 5 ms.

500 Hz und 5 kHz. Anstiegs- und Abfallzeiten liegen in der Größenordnung von $10 \mu\text{s}$, der Anstieg erfolgt in der Regel etwas schneller als der Abfall.

Die relative Häufigkeit der beiden Niveaus hängt empfindlich vom Druck, von Strahlspannung und -strom und vom Magnetfeld ab. Eine quantitative Analyse der Abhängigkeit von einzelnen Parametern war nicht möglich, weil die Parameter von einander abhängig sind, so daß sich bei der Variation einer Größe die übrigen nicht konstant halten ließen. Wir müssen uns darauf beschränken, die Abhängigkeit von der unabhängigen Variablen, dem Magnetfeld, zu beschreiben.

Mit steigendem Magnetfeld nimmt die Verweildauer im helleren Plasmazustand ab, bis sie sich der Anstiegszeit der Pulse nähert. Gleichzeitig sinkt die Helligkeit des dunkleren Niveaus ab. Wird schließlich ein Zustand erreicht, in dem die Lebensdauer des helleren Niveaus nicht mehr die Anstiegszeit übertrifft, verschwindet es ganz. Das untere Niveau weist dann nur noch die Helligkeit der Mode I auf. Auch schon bevor das kritische Magnetfeld erreicht ist, ist sporadisch ein Umschlagen in die Mode I zu beobachten.

Die Helligkeitsniveaus sind nicht scharf. Sie unterliegen einer Modulation im Frequenzbereich einiger 100 kHz und zeigen ein hochfrequentes Rauschen.

4.5.2. Nachleuchten des Plasmas

Schaltet man den Elektronenstrahl ab, solange sich das Plasma im Zustand der größeren Helligkeit befindet, klingt sein Leuchten wie auf dem in Fig. 17 wiedergegebenen Oszillogramm ab. Eine logarithmische Auftragung zeigt, daß der Abfall nicht exponentiell erfolgt. Man kann, wie in der Darstellung geschehen, den Abfall der Helligkeit als den kombinierten exponen-

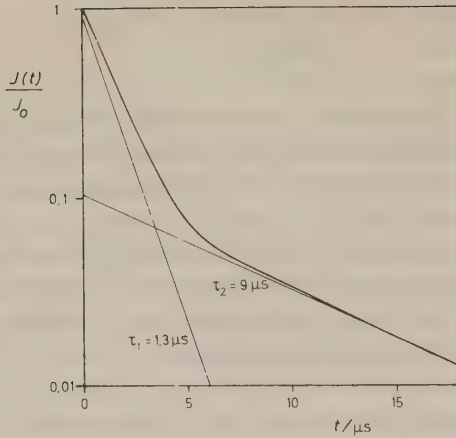


Fig. 17 Abklingen der Lichtemission
nach Abschalten des Elektronenstrahls.

tiellen Zerfall zweier Komponenten interpretieren. Es ergeben sich dann die beiden Zeitkonstanten $\tau_1 = 1,3 \mu s$ und $\tau_2 = 9 \mu s$.

Auch während des Nachleuchtens ist eine Modulation der Helligkeit zu beobachten. Diese nach etwa $30 \mu s$ verschwindende Schwingung stammt jedoch nicht aus dem Plasma. Es wird hier das Ausschwingen des Schaltimpulses für den Elektronenstrahl als Störung sichtbar.

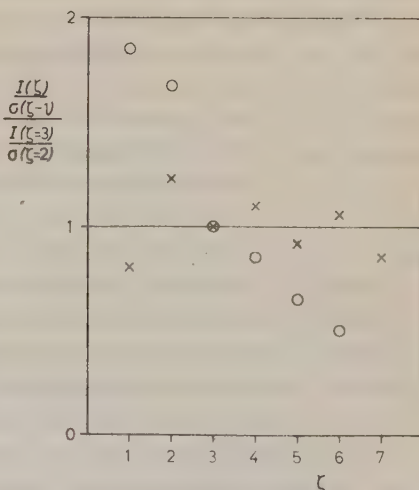
5. Auswertung der Meßergebnisse

5.1. Die Ladungsverteilung der Ionen

In Fig. 18 wird die massenspektrometrisch gemessene Ladungsverteilung der Ionen mit den Wirkungsquerschnitten für Einzelstoß-Ionisierung verglichen. Das Verhältnis von normiertem Ionenstrom zu normiertem Wirkungsquerschnitt ist als Funktion der Ladungszahl dargestellt. Ionenstrom $I(\xi)$ und Wirkungsquerschnitt $\sigma(\xi)$ der Ionen mit Ladung $\xi \cdot e$ sind auf die Werte des $\xi = 3$ -fach geladenen Ions normiert. Den mit "x" bezeichneten Quotienten aus Teilchenstrom und Ionisierungsquerschnitt liegen von Schram [22] gemessenen Querschnitte zugrunde, während die mit "o" gekennzeichneten Punkte auf Messungen von Van der Wiel [23] beruhen.

Fig. 18

Vergleich der gemessenen
Ionenströme (Teilchenstr.)
mit dem
Wirkungsquerschnitt für
Mehrfach-Stoßionisierung
nach [22] : x
und [23] : o .



Innerhalb der durch einen Faktor 2 bzw. 0,5 gegebenen Grenzen stimmt der Verlauf der Ionenströme über der Ladung mit den von beiden Autoren angegebenen Ionisierungsquerschnitten überein. Eine signifikante Abweichung, die sich in einem Maximum der Funktion bei mittleren Ladungszahlen äußern würde, von

einer durch Einzelstoß erzeugten Verteilung, ist nicht festzustellen. Stufenionisierung spielt demnach für den Aufbau der Ionenpopulation keine meßbare Rolle.

Das Fehlen eines Hinweises auf schrittweise Ionisierung in den gemessenen Spektren schränkt den Wert der Extraktionsmessungen für die Bestimmung der Plasmamparameter wesentlich ein. Ein Gleichgewichtszustand, über den ein gemessenes Spektrum Auskunft geben könnte, liegt nicht vor. Wir können daher den Messungen keine Daten über Elektronendichte und -temperatur oder die Ionenlebensdauer entnehmen. Zwar enthält auch ein ausschließlich von Einzelstoß-Ionisierung geprägtes Ionenspektrum mit der Energie-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts Information über die Elektronentemperatur, doch ist diese Abhängigkeit zu schwach, um ohne Kenntnis der Elektronenverteilung eine Temperatur angeben zu können. Der Bereich des Spektrums, in dem die Elektronentemperatur ausschlaggebend wird, im Bereich hoher Ladungen mit vergleichsweise großen Ionisierungsenergien, spielt andererseits Ladungsaustausch eine bestimmende Rolle. Die Wirkungsquerschnitte dieses konkurrierenden Prozesses sind nur teilweise bekannt.

Einer Bestimmung der Trägerdichte aus den Absolutwerten der Ionenströme stehen die in Kap. 4.2.1. diskutierten Störungen bei der Bündelbildung entgegen. Dieser Einwand betrifft auch die relativen Dichten der beiden Plasmamoden. Obwohl die Ionenströme und ihre Verteilung über die Ladungszahl für beide Moden annähernd gleiche Werte ergeben, heißt dies nicht, daß die Dichte in Mode II gleich der Dichte in Mode I sein muß. Es ist durchaus möglich - der Vergleich der Leuchtdichten weist darauf hin -, daß in der heißen Mode der Anteil der extra-hierbaren Ionen an ihrer Gesamtzahl geringer ist als in Mode I.

Auch eine Auswertung der Spektren hinsichtlich der Energieunschärfe der Ionenbündel ist unter der Einschränkung vorzuneh-

men, daß eine extrahierte Teilmenge der Ionen nicht notwendig repräsentativ für die im Plasma herrschende Temperatur sein muß. Die Energieunschärfe der extrahierten Ionen ist $E \approx 10$ eV.

5.2. Analyse des Mikrowellenspektrums

Der Frequenzbereich, in dem Emission zu beobachten ist, verschiebt sich mit wachsendem Magnetfeld zu höheren Frequenzen. Die Amplituden sind stark druckabhängig. Bei dem zur Existenz der heißen Mode notwendigen Minimaldruck (ca. 0,2 m Torr) sind sie am größten, nehmen mit steigendem Druck sehr schnell ab, um bei Drücken oberhalb von 0,5 m Torr im Apparaterauschen unterzugehen. Die Abhängigkeit von der Strahlspannung ist nur wenig signifikant und nicht reproduzierbar.

Um zu einer Deutung der Spektren zu gelangen, gingen wir von ihrer Magnetfeld-Abhängigkeit aus. Es ergibt sich sofort die Schwierigkeit, daß zwischen Spulenstrom und Magnetfeld keine eindeutige Beziehung besteht. Zum einen haben wir es mit einem magnetischen Spiegelfeld zu tun, d.h. jedem Wert des Spulenstroms entspricht durch das Spiegelverhältnis $R \approx 2,4$ begrenzter Wertebereich des Magnetfelds. Zum andern ist das Magnetfeld an einem festen Ort infolge der Sättigung des Polschuh-eisens keine lineare Funktion des Spulenstroms. Die nicht lineare Abhängigkeit von Strom und Feld ist überdies von Ort zu Ort verschieden, weil der Anteil des durch das sich sättigende Eisen geführten Feldes am gesamten Magnetfeld vom Ort abhängt. Das Magnetfeld B ist eine Funktion des Spulenstroms I und des Orts z, r . Es gilt einen Ort $z = \bar{z}$, $r = 0$ zu finden, für den eine Parameterdarstellung von Frequenz $f = f(I, \bar{z})$ und Magnetfeld $B = B(I, \bar{z})$ eine theoretisch begründete Funktion $f = f(B)$ ergibt.

5.2.1. Diskussion eines einfachen linearen Modells

In den Mikrowellenspektren fällt ein Bereich auf, in dem keine Emission auftritt, und dessen obere und untere Grenzfrequenz monotone Funktionen des Spulenstroms bzw. des Magnetfelds sind. Das Frequenz-"Loch" erinnert an eine Besonderheit des Spektrums der elektrostatischen Plasmaschwingungen: zwischen der Plasmafrequenz $\omega_p = (\epsilon_0^{-1} n e^2 m^{-1})^{1/2}$, und der Zyklotronfrequenz, $\omega_c = e m^{-1} B$, der Elektronen existieren keine derartigen Schwingungen. Trivelpiece [24] gibt die Dispersionsbeziehung, $\omega = \omega(k)$, für die Eigenschwingungen einer Plasma säule unter Randbedingungen an, die auch von der Geometrie unseres Plasmas erfüllt werden. Ein zylindrisches Plasma ist koaxial von einem metallischen Zylinder umgeben. Zwischen Plasma und Wand herrscht Vakuum. Das System ist axial durch metallische Ebenen begrenzt. Mit diesen Randbedingungen wird die dreidimensionale Poisson-Gleichung gelöst. Die Komponenten des Dielektrizitäts-Tensors enthalten die Konstanten ω_p und ω_c , die damit in die Eigenwerte des Systems eingehen. Es stellt sich heraus, daß die möglichen Eigenwerte in zwei Bändern liegen, die durch die Frequenzen ω_p , ω_c und $(\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2} = \omega_h$, die obere Hybridfrequenz, begrenzt werden. Wir haben die Dispersionsgleichung numerisch gelöst, das Resultat zeigt Fig. 19. Die Frequenzlücke tritt auch dann auf, wenn ω_c größer als ω_p ist, ω_c und ω_p tauschen dann ihre Plätze. Durch Einzeichnen von Geraden sind auch die Moden des Elektronenstrahls, $\omega = V/k \pm n\omega_s$, worin V die Geschwindigkeit und ω_s die Plasmafrequenz der Strahlelektronen und $n = 0, 1, 2, \dots$ ist, berücksichtigt. Auf diese Weise erhalten wir eine grobe Näherung des Systems Strahl - Plasma. Eine Kopplung der Moden findet in der Umgebung der Schnittpunkte der Kurvenscharen statt. (Die Dispersion des kombinierten Strahl-Plasma-Systems weicht allerdings gerade an diesen Kreuzungspunkten wesentlich von der dargestellten ab. Die Abweichungen äußern sich darin, daß hier die Lösungen von $\omega(k)$ komplex werden; die Imaginärteile beschreiben die Anwachs- oder Dämpfungsraten der gekoppelten Schwingungen. Die

Näherung kann nur Anhaltspunkte über die Lage der Kopplungen geben.) Die Anregung von Schwingungen an den Schnittpunkten äußert sich als Cherenkov-Instabilität, für $n=0$, und als Zyklotron-Instabilität, für $n=1$.

Durch geeignete Wahl eines Orts $\bar{z}$ und damit einer Funktion $B = B(I, \bar{z})$ haben wir versucht, das Frequenzspektrum als Funktion des Magnetfelds, $f = f(B)$, so aufzutragen, daß das Frequenzloch auf einer Seite von einer Geraden, $f = cB$, begrenzt wird. Gemäß Fig. 19 ist eine derartige Grenzfrequenz bei Anregung von niedrigen Moden in der Nähe der Zyklotronfrequenz, $f_c = \omega_c/(2\pi) = e/(2\pi m)B$ zu erwarten. Die andere Seite der Frequenzlücke ist entsprechend als die in der Nähe der Plasmafrequenz liegende Grenzfrequenz aufzufassen.

Das Resultat dieses Verfahrens läßt Zweifel an der Eignung des Modells der elektrostatischen Eigenschwingungen für die Interpretation der elektromagnetischen Plasmastrahlung aufkommen:

- i) Die Teilung der Abszisse ergibt Werte für das Magnetfeld, die innerhalb der magnetischen Flasche nur in wenigen Millimetern Abstand vom Polschuhrand vorliegen. An diesem Ort ist jedoch der axiale Feldgradient so groß, daß angesichts der Schärfe der gemessenen Grenzfrequenzen und Linien nur ein auf die Größenordnung von 1 mm begrenzter räumlicher Bereich des Plasmas als Entstehungsort der Schwingungen in Betracht kommt.
- ii) In den Spektren gibt es Gipfel, die sich mit keiner der ausgezeichneten Frequenzen, ω_c , ω_p oder ω_h , in Verbindung bringen lassen. Dies fällt besonders bei einigen scharfen Linien auf, die paarweise auftreten und deren Frequenzen sich wie 2:1 verhalten. Die Frequenzen dieser Linienpaare sind zwar dem Magnetfeld proportional; doch können wir der Größe der Proportionalitätskonstanten keine physikalische Bedeutung zuschreiben.

5.2.2. Die Identifizierung ausgezeichneter Frequenzen

Das Auftreten von scharfen Linien, deren Frequenzen sich wie $2 : 1$ verhalten, legt eine von dem beschriebenen Modell abweichende Interpretation des Mikrowellenspektrums nahe. Messungen von Fukao [25] an einem in Elektron-Zyklotron-Resonanz geheizten Plasma, das mit einem Elektronenstrahl wechselwirkte, ergaben neben Emission bei der Zyklotronfrequenz und deren erster und zweiter Oberwelle eine als Cerenkov-Strahlung identifizierte Strahlung in der Nähe der oberen Hybridfrequenz. Theoretische [26] und experimentelle [27] Arbeiten geben Hinweise auf Strahlung in der Nähe der Plasmafrequenz und ihrer Oberwellen. Sturrock [28] und Aamodt [29] untersuchten (ohne Berücksichtigung eines Magnetfelds) den Energietransport zwischen elektrostatischen und elektromagnetischen Moden und sagten Emission bei der doppelten Plasmafrequenz voraus. An Plasmen mit Magnetfeld wurde von verschiedenen Autoren [30,31] Strahlung bei Harmonischen der Zyklotronfrequenz beobachtet. Crawford [32] führt diese Strahlung auf Instabilitäten zurück, die von einer Gruppe schneller Elektronen hervorgerufen werden. Seidl [33] untersuchte den Einfluß der Plasmatemperatur auf die Anwachsrate solcher Instabilitäten. Während im kalten Plasma Instabilitäten bei der Zyklotronfrequenz auftreten, werden in heißen Plasmen die Anwachsrate in der Umgebung der 1,5-fachen Zyklotronfrequenz maximal. Im Falle des kalten Plasmas soll unterhalb der Zyklotronfrequenz ein verbotenes Band auftreten.

Die Berücksichtigung dieser Hinweise läßt uns zu einer in Fig. wiedergegebenen Darstellung der Mikrowellenspektren gelangen. Die jeweils niedrigste Frequenz wird als Zyklotronfrequenz gedeutet. Für Felder unterhalb 0,2 Tesla ist dann die höchste in den Spektren nachweisbare Frequenz deren 1. Harmonische. Die dazwischen liegenden Linien lassen sich zum Teil als Plasmafrequenz und Hybridfrequenz einander zuordnen.

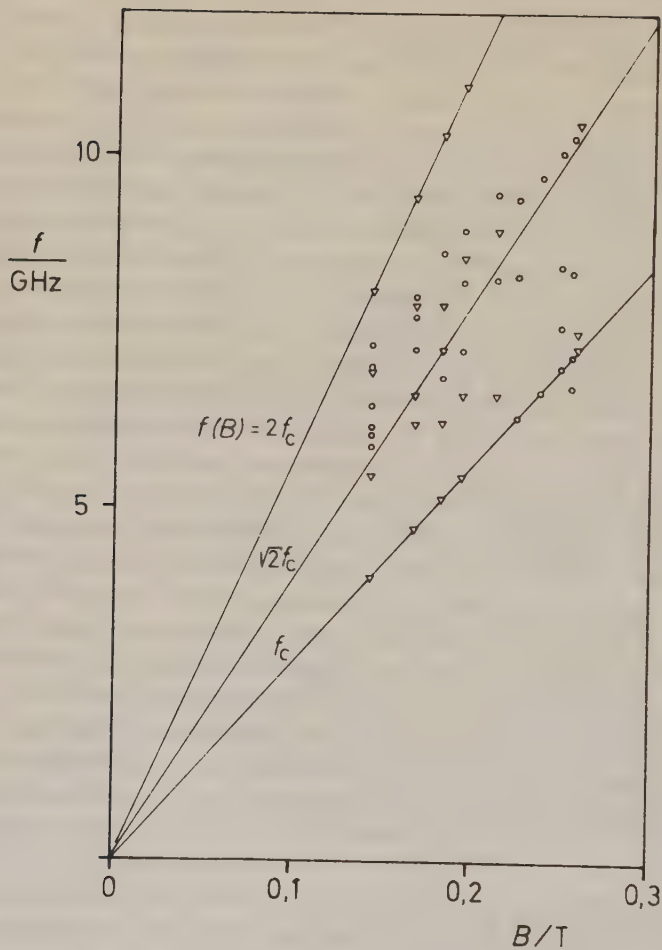


Fig. 20 Die Frequenzen von hervortretenden Linien
im Mikrowellenspektrum
in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Auffallend ist, daß die Linienhäufigkeit in der Umgebung der 1,5-fachen Zyklotronfrequenz besonders groß ist. Nach Hasegawa [34] führt eine anisotrope Verteilungsfunktion der Elektronen, bei der die zum Magnetfeld senkrechte Temperatur die parallele übertrifft, zu einer Instabilität mit der Frequenz $\omega \approx 1,5 \omega_c$, der sogenannten Harris-Instabilität.

Die Erscheinung, daß in manchen Spektren mehr als nur ein Paar von sich als Plasma- und Hybridfrequenz entsprechenden Linien auftritt, oder daß diese Frequenzen einem mehr oder weniger breiten Band angehören, läßt sich mit dem sprunghaften Verhalten des Plasmas erklären, wie es sich im Zeitverhalten des Plasmaleuchtens widerspiegelt. Das Plasma springt zwischen bis zu drei verschiedenen Zuständen, von denen wir annehmen können, daß sie durch unterschiedliche Plasmadichten bestimmt sind.

Der Ort, an dem das Magnetfeld so vom Spulenstrom abhängt, daß sich die in der Darstellung, Fig. 20, vorgenommene Teilung der Abszisse ergibt, liegt in der Nähe der Mittelebene der magnetischen Flasche, $\bar{z} = \pm 20$ mm. Hier ist der Gradient des Magnetfelds so gering, daß - gemessen an der Linienbreite - ein Bereich von einigen Zentimetern axialer Ausdehnung für die Entstehung von Strahlung mit der Zyklotronfrequenz in Betracht kommt. Wenn wir auch nicht begründen können, warum die Zyklotron-Instabilität mit Emission von Strahlung dieser Frequenz auf einen Teil der Plasmasäule beschränkt ist, scheint eine Auszeichnung des Zentrums nicht unplausibel. Wir dürfen vermuten, daß die Plasmadichte hier am größten ist, zumindest sollten die schnellen Elektronen, die zwischen den magnetischen Spiegeln eingeschlossen werden können, in der Symmetrieebene ihr Dichtemaximum haben.

5.3. Makroskopische Instabilitäten

Das vom Plasma in Mode II ausgehende Leuchten pulsiert. Die Leuchtdichte springt zwischen zwei diskreten Werten hin und her. Sicher dürfen wir diese Niveaus zwei verschiedenen Werten der Plasmadichte zuschreiben. Demnach ist die Plasmadichte nicht durch nur ein stationäres Gleichgewicht zwischen Trägererzeugung im Volumen und Diffusion nach außen bestimmt. Die vier Kurvenstücke eines Dichtepulses beschreiben vier unterschiedliche Plasmazustände. Die Niveaus sind entweder durch verschiedene Diffusionskonstanten oder verschiedene Ionisierungsraten gekennzeichnet, die Übergänge stellen Instabilitäten bezüglich dieser Größen dar. Das spontane Ansteigen der Dichte kann nur eine Zunahme der Ionisierung bedeuten, denn die Existenz einer Instabilität, die mit einer Abnahme der Verlustrate verbunden ist, widerspricht aller Erfahrung. Wir führen den Anstieg der Ionisierung auf eine Vergrößerung der Amplitude des hochfrequenten Feldes im Sinne einer Instabilität zurück. Nicht-lineare Effekte begrenzen die Amplitude und führen zu einer konstanten Dichte hingegen schreiben wir einem instabilen Anwachsen der Trägerverluste zu. Offenbar geht der Plasmaverlust mit einer Verkleinerung des ionisierenden Wechselfelds einher, so daß sich wieder der stationäre Ausgangszustand geringerer Dichte einstellt.

Die heiße Plasmamode ist demnach durch zwei verschiedene Instabilitäten geprägt. Die eigentliche Strahl-Plasma-Instabilität, entweder die Cerenkov- oder die Zyklotron-Instabilität oder auch beide Typen zugleich, münden in einen Zustand erhöhter Dichte. Für das Wiederabsinken der Dichte ist eine Instabilität verantwortlich zu machen, die zu einem momentan erhöhten Verlust von Ladungsträgern aus dem Volumen führt. Die Verlustraten der Niveaus selbst müssen nicht verschieden sein.

Einen Hinweis auf einen zeitlich diskontinuierlichen radialen Trägertransport liefert auch das äußere Erscheinungsbild des Plasmas. Der hell leuchtende Plasmakern weist eine scharfe Grenze auf. Das ihn umgebende Plasma ist, einigermaßen homogen, erheblich dunkler und von anderer, rötlicher Farbe. Wir können das Untergrundplasma als das nachleuchtende Restplasma deuten, das während der Instabilitäten radial nach außen strömt.

Ein Charakteristikum einer Instabilität, die einen Verlust von Plasmamaterie bewirkt, ist die Bedingung, daß ihre Wellenlänge in der Größenordnung der Plasmadimensionen liegt. Im Gegensatz zu einer das Plasma heizenden und damit seine Dichte erhöhenden Instabilität erfahren hier die Teilchen bei Aufnahme von Energie aus dem Feld der Welle eine Beschleunigung, die sie aus dem Plasmavolumen entfernt. Auf den ersten Blick scheint ein kollektiver Teilchenverlust ausschließlich im Feld solcher elektrostatischer Wellen möglich, die sich mit $\vec{k} \times \vec{B} = 0$ parallel zum Magnetfeld ausbreiten, denn die Ladungsträger sind an die Feldlinien gebunden. Zum Magnetfeld senkrechte elektrische Felder führen zu einer Drift mit der Geschwindigkeit $\vec{v}_d = \vec{E} \times \vec{B} / B^2$. Da die Driftgeschwindigkeit für alle Ladungsträger gleich ist, ergibt sich lediglich eine Rotation des Plasmas. Axiale Trägerverlust in Richtung der größten Plasmadimension $L = 14$ cm jedoch sollten weit geringere Folgen für die Plasmadichte haben als radiale; denn es ist nicht nur die axiale Verlustfläche klein gegen die radiale, auch die Zahl der möglichen instabilen Moden ist durch die Bedingung $k > L^{-1}$ erheblich eingeschränkt. Die vorangegangene Argumentation verliert jedoch ihre Gültigkeit, wenn im Plasma mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllt wird:

- i) Im inhomogenen Magnetfeld führen vom Vorzeichen der Ladung unabhängige, radiale Kräfte zu einer azimuthalen Ladungstrennung.
- ii) Stöße mit dem Neutralgas resultieren in unterschiedlichen Beweglichkeiten von Elektronen und Ionen. Die Driftgeschwindigkeiten der Ladungsträger stimmen dann nicht mehr überein, und es entstehen ebenfalls azimuthale elektrische Felder.

Azimuthale elektrische Felder bewirken eine Drift des Plasmas in radialer Richtung. Aus der Literatur ist bekannt, daß die zu einer radialen Drift führenden Effekte sich dynamisch im Sinne von Instabilitäten auswirken können.

Der unter (i) genannte Mechanismus ist die Grundlage einer magneto-hydrodynamischen Instabilität. Sie ist das plasmaphysikalische Analogon der Raleigh-Taylor-Instabilität der Hydrodynamik, die das Auseinanderbrechen der Grenzfläche zwischen einer leichteren und einer darüber geschichteten schwereren Flüssigkeit infolge der Gravitation beschreibt. Dabei tauschen benachbarte Volumina der beiden Flüssigkeiten ihre Plätze. Ähnlich tauschen sich bei der Plasma-Instabilität an der Plasmaoberfläche Gebiete von Plasma und Vakuum gegenseitig aus. Die Gebiete haben die Form von Riefen (engl. "flutes"), deren Oberflächen von Magnetfeldlinien aufgespannt werden. Im magnetischen Spiegelfeld treten an die Stelle der Gravitation zwei Kräfte, die ihren Ursprung in der Krümmung des Magnetfelds haben. Bezeichnen wir den Krümmungsradius einer Feldlinie mit R und die parallele bzw. senkrechte Teilchenenergie mit $W_{\parallel}$ und $W_{\perp}$, ergeben sich die Zentrifugalkraft $2W_{\parallel}/R$ und die Kraft $W_{\perp}/R$ auf das magnetische Moment im radialen Feldgradienten. Die Kräfte bewirken eine azimuthale Drift mit der Geschwindigkeit $v_d = (W_{\parallel} + 2W_{\perp})(\vec{E} \times \vec{\nabla})\vec{E}/(eB^3)$ (vergl. z.B. [35]). Die Drift erzeugt durch Ladungstrennung - ihre Richtung hängt ja vom Vorzeichen der Ladung ab - ein ebenso gerichtetes elektrisches Feld. Dieses Feld wiederum läßt Ionen und Elektronen eine ra-

diale Drift ausführen. Je nach Vorzeichen von R bzw. von $\text{grad} B$ ist diese $E \times B$ -Drift nach innen oder nach außen gerichtet. In einer magnetischen Flasche ist der Gradient des Feldes im überwiegenden Teil des Plasmavolumens nach innen gerichtet, so daß die nach außen gerichtete Drift zum Verlust der Teilchen führt. Die dynamische Beschreibung der Vorgänge von Rosenbluth [36] ergibt eine Schwingung $\exp(ikr)$, deren Amplitude $a(t) = a_0 \exp((k/R(v_u^2 + v_\perp^2/2)t)^{1/2})$ anwächst. Nichtlineare Effekte begrenzen die Anwachsrate der Instabilität, das ist die Geschwindigkeit, mit der sich eine "Riefe" ausdehnt, auf $\dot{a} = v_{th}(r_c/R)^{1/3}$. Nehmen wir eine Elektronentemperatur von 1 eV an, und schätzen wir den Krümmungsradius des Felds mit $R = 1\text{ m}$ ab, erhalten wir für $B = 0.2\text{ T}$ $\dot{a} = 1,5 \cdot 10^4\text{ m/s}$. Bereits die Annahme, daß die Volumenzunahme einer "Riefe" linear dieser Geschwindigkeit folgt, ergibt für die Zeit, in der die Dichte des Restplasmas auf den e -ten Teil absinkt, $\tau = 3\text{ }\mu\text{s}$. Der Wert steht in Einklang mit der gemessenen Abklingzeit des Plasmaleuchtens. Die Austausch-Instabilität kommt als Erklärung für den abrupten Zerfall der Plasmadichte in Betracht. Es ist jedoch noch ein Einwand gegen das Auftreten dieser Instabilität zu entkräften. Da die "Riefen" sich über die volle Länge des Plasmas erstrecken, sollten die von uns verwendeten metallischen Endplatten das elektrische Feld der Welle kurzschließen. Perkins [37] konnte jedoch zeigen, daß die Schicht vor den leitenden Endplatten deren stabilisierende Wirkung aufheben kann. Allerdings ist eine Dämpfung der Welle durch Stöße der Träger mit dem Neutralgas nicht auszuschließen, wenn die Stoßzeit klein gegenüber der Anwachszeit der Instabilität ist.

Das untersuchte Plasma ist durch einen sehr kleinen Ionisierungsgrad gekennzeichnet, $n_e/n_g \approx 10^{-2}$. Für den rapiden radiationalen Plasmaverlust kommt daher noch ein weiterer, von Simon [38] untersuchter Typus von Instabilitäten in Betracht. In stoßbestimmten Plasmen können zum Magnetfeld senkrechte, sta-

tionäre elektrische Felder zu Instabilitäten führen, weil sich die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen unterscheiden.

"Stoß-bestimmt" bedeutet hier, daß die Frequenz der elastischen Stöße zwischen den Ladungsträgern und dem Neutralgas ν_e oder ν_i , nicht gegenüber den Zyklotronfrequenzen ω_{ce} bzw. ω_{ci} zu vernachlässigen sind, $\nu_{e,i} \gtrsim \omega_{ce,i}$. Führen wir mit $\mu_{e,i} = e/m \nu_{e,i}^{-1}$ die Beweglichkeiten der Ladungsträger ein, lautet diese Bedingung $\mu B < 1$. Der Wirkungsquerschnitt für elastische Stöße der Elektronen ist, insbesondere für Elektronentemperaturen in der Nähe des Ramsauer-Minimums, so gering, daß sie mit $\nu_e \ll \omega_{ce}$ zu vernachlässigen sind. Für Ionen dominiert in einem Teil des zu berücksichtigenden Energiebereichs unterhalb von 10 eV die Umladung den elastischen Wirkungsquerschnitt σ_i . Meßergebnisse über diesen Prozeß liegen für kleinere Energien als 2 eV nicht vor, die Extrapolation von höheren Energien aus ergibt $\sigma_i = 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ (Schrey [39]). Andererseits führt die Messung der Ionenbeweglichkeit selbst zu Werten der Stoßfrequenz, die noch erheblich über der gas-kinetischen Stoßfrequenz mit $\sigma_{gk} = 10^{-14} \text{ cm}^2$ liegen. Frost [40] hat die Ionenbeweglichkeit mit $\mu_i = 0,1 \text{ m}^2/(\text{Vs})$ bestimmt. (Für eine Iontemperatur von $kT_i = 1 \text{ eV}$ entspricht dieser Wert dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_i = 10^{-11} \text{ cm}^2$.) Mit $\mu B \approx 0,003 \ll 1$ sollte dann unser Plasma deutlich stoßbestimmt sein. Die Ionen können nicht frei um ihre Führungszentren gyrieren, und die Voraussetzung für die Simon-Instabilität ist gegeben: im äußeren elektrischen Feld E ist die Drift der Ladungsträger senkrecht zu $\vec{E}$ und zu $\vec{B}$ von einer Ladungstrennung begleitet. Eine Analyse der auf dieser Ladungstrennung beruhenden elektrostatischen Welle ergibt als Bedingung für ihre Instabilität die Bedingung $\vec{E} \cdot \nabla n > 0$, das stationäre Feld und der Dichtegradient müssen die gleiche Richtung haben (Hasegawa [41]). Es ist anzunehmen, daß unser Plasma diese Bedingung erfüllt, denn sowohl das von der negativen Raumladung des

Elektronenstrahls hervorgerufene Feld als auch die radiale Dichteabnahme zeigen zum Zentrum der Entladung.

Von der tatsächlichen Größe der Stoßfrequenz zwischen Ionen und Gasatomen hängt es ab, ob der unter (i) oder der unter (ii) genannte Effekt zu Instabilitäten führt. Die weite Spanne, innerhalb derer die Frequenz durch aus der Literatur bekannte Daten eingegrenzt ist, $8 \text{ kHz} < \nu_i < 20 \text{ MHz}$, läßt entweder die Austauschinstabilität (falls $\nu_i < \tau^{-1} \approx 0,3 \text{ MHz}$) oder die Drift-Instabilität nach Simon (falls $\nu_i > \omega_{ci} = 0,5 \text{ MHz}$) zu.

5.4. Die Bestimmung der Plasmaparameter

5.4.1. Die Trägerdichte

Die relative Häufigkeit von Ionen verschiedener Ladung, wie sie sich im Massenspektrum darstellt, ist durch Einzelstoß-Ionisierung bestimmt. Wir können daraus schließen, daß die Elektronendichte kleiner als die Dichte des Neutralgases ist, $n_e < n_g = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Absolutmessung des Röntgenquantenstroms ergibt gemäß Gl.(10) für diejenigen Elektronen, denen eine Temperatur von über 1 keV zuzuschreiben ist, die Dichte $n_{eh} = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Es ist aber auszuschließen, daß die gesamte Elektronenpopulation eine derart hohe Temperatur hat, denn schon der niedrige Ionisierungsgrad weist darauf hin, daß ständig "kalte" Elektronen durch Ionisierung nachgebildet werden. Für die Ermittlung auch des Anteils kalter Elektronen an der Gesamtdichte standen uns keine der üblichen, direkten Meßmethoden zur Verfügung. Ein Mikrowellen-Interferometer war nicht vorhanden, und der Einsatz von Langmuir-Sonden kommt in Anbetracht ihrer zu großen thermischen Belastung im Elektronenstrahl nicht in Frage.

Wir waren darauf angewiesen, die vom Plasma emittierte Hochfrequenzstrahlung für die Messung der Elektronendichte heran-

zustehen. Im Mikrowellenspektrum läßt sich die Plasmafrequenz $f_p = (\omega_p^2 / (2\pi))^{1/2} / 2\pi = \omega_p / 2\pi$ dadurch identifizieren, daß Tripel von Linien auftreten, deren Frequenzen sich entsprechend der Beziehung $f_c^2 + f_p^2 = f_h^2$ wie Zyklotronfrequenz, Plasmafrequenz und Hybridfrequenz verhalten. Zur Bestätigung der Zuordnung der Linien zu f_c und f_h wurde der Gasdruck variiert. Auf die damit verbundene Änderung der Plasmadichte reagierten die Linien mit einer Verschiebung, ohne daß sich die Frequenzbeziehung änderte.

Es fällt auf, daß in dem Frequenzbereich, den wir den Elektronen zuschreiben, im GHz-Bereich, das Mikrowellenspektrum auf das Gebiet zwischen Zyklotronfrequenz und ihre Harmonische beschränkt ist. Die Strahlung enthält keine Frequenzen, die einer Plasmafrequenz außerhalb dieser Grenzen entsprechen könnten. Andererseits zeigt das vom Plasma emittierte sichtbare Licht, daß das Plasma erheblichen Dichteschwankungen unterliegt. Es ist anzunehmen, daß die Variation der Plasmafrequenz, die der Schwankungsbreite der Dichte entspricht, auch größer als die Bandbreite der Mikrowellen-Strahlung sein kann. In diesem Fall wird nur die Dichte eines der beiden auftretenden Plasmazustände angezeigt. Innerhalb der Grenzen des Spektrums lassen sich nur solche Frequenzen als Plasmafrequenz identifizieren, die nur wenig über der Zyklotronfrequenz liegen, $f_p < 1,3 f_c$. Während sich in einem Teil der aufgenommenen Spektren sogar mehrere Paare von Plasma- und Hybridfrequenz finden lassen, tritt in anderen nur eine einzelne Linie auf, deren Frequenz sich als $f_h = 2^{1/2} f_c$ erweist. In diesem Fall sind Plasmafrequenz und Zyklotronfrequenz identisch, $f_p = f_c$. Offenbar ist die Plasmadichte durch die Bedingung, daß die Plasmafrequenz die Zyklotronfrequenz nicht wesentlich übersteigt, nach oben begrenzt. Es ist nicht einmal auszuschließen, daß die Zyklotronfrequenz eine obere Grenze der Plasmafrequenz darstellt.

In magnetischen Spiegelfeld würde diese Bedingung

auch dann nicht verletzt, wenn höhere Werte der Plasmafrequenz gefunden werden, weil möglicherweise die Plasmawelle an einem Ort entsteht, an dem ein größeres Magnetfeld herrscht als am Entstehungsort der Zyklotronwelle.

Wir ordnen die abgestrahlte Plasmafrequenz dem dichtesten Plasmazustand zu, der bei einem Puls auftritt. Es ergibt sich $n_e = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (für $B_{\text{min}} = 0,25 \text{ T}$). Für die Größe der Plasmadichte im weniger dichten Zustand haben wir keinen Anhaltspunkt. Jedenfalls liegt die mittlere Dichte erheblich unter dem angegebenen Scheitelwert. Dies gilt insbesondere für sehr hohe Magnetfelder, bei denen das Tastverhältnis für den dichteren Zustand klein gegen Eins ist.

Die Dichte der heißen Elektronen ($kT_h > 1 \text{ keV}$) wurde nur als zeitliches Mittel gemessen. Wir können daher ihren Anteil am Zustand höherer Dichte nicht angeben. Beobachtungen an EZR-Plasmen in magnetischen Flaschen weisen jedoch darauf hin, daß die Lebensdauer der heißen Elektronengruppe die der kalten um Größenordnungen übertrifft, so daß ihr Beitrag zur Dichte als einigermaßen konstant angenommen werden kann.

5.4.2. Die Elektronentemperatur

Abgesehen von der Gruppe schneller Elektronen, der sich die Temperatur $kT_e > 1 \text{ keV}$ zuordnen läßt, ist die Temperatur der Plasmaelektronen unbekannt. Der Versuch, die Temperatur durch Messung der Schichtspannung bzw. des Plasmapotentials zu bestimmen, führte zu keinem eindeutigen Ergebnis. (Die Schichtspannung sollte sich in der Anfangsenergie der aus der Extraktionsöffnung austretenden Ionen äußern. Die Ionenenergie wird jedoch wesentlich von der Raumladung des durch die Öffnung gelangenden Ionenstrahls beeinflusst.) Der Einfluß der Temperatur auf die Anwachsrate von Instabilitäten ist in dem von uns betrachteten System ebenfalls nicht zu ihrer Bestimmung herax-

ziehen, da hier auch noch andere, ihrer Größe nach unbekannte, Parameter eingehen. In der Literatur angegebenen Werte, die unter abweichenden experimentellen Bedingungen gefunden wurden, können nur einen Hinweis auf die Größenordnung der Elektronentemperatur geben. Hopmann [42] ermittelte aus der Anwachsrate der Zyklotron-Instabilität für ein Heliumplasma im homogenen Magnetfeld von 0,05 T eine mittlere Elektronentemperatur von $kT_e = 200$ eV.

6. Zusammenfassung

Ein Elektronenstrahl-Plasma wurde experimentell untersucht. Es wurde eine Versuchsanordnung aufgebaut und verschiedene Messungen zur Bestimmung der Plasmeeigenschaften durchgeführt.

Der Elektronenstrahl wird mit einer Elektronenkanone im Vakuum erzeugt. Er wird in den Hohlraum eingebracht, wo er das durch Ionisierung des Restgases gebildete Plasma trifft. Als Restgas dient Argon oder Xenon. Das Magnetfeld im Wechselwirkungsraum hat die Konfiguration einer magnetischen Plasmene-Feld- und Strahlachse fallen zusammen.

Ionen werden axial, in Fortsetzung des Elektronenstrahls, extrahiert und massenspektrometrisch analysiert. Die Verteilung der Ionenströme über der Ladung entspricht der Ladungsverteilungskurve des Wirkungsquerschnitts für Mehrfachionisierung. Das Maximum der Verteilung liegt über der Ladung Eins. Im Spektrum lassen sich keine Hinweise auf Stufenionisierung finden.

Die Auswertung der vom Plasma emittierten Röntgenstrahlung zeigt, daß ein Teil des Elektronengases im Plasma durch Wechselwirkung mit dem Strahl auf eine vergleichsweise hohe Temperatur aufgeheizt wird, $kT_e > 1 \text{ keV}$.

Das Plasma ist instabil, die Trägerionente ist zeitlich gepulst. Die magnetischen Spiegel bewirken keinen Einschluss des Plasmas.

Der Scheitelwert der Plasmadichte läßt sich durch Abmessen der Mikrowellenstrahlung bestimmen. Der Ionisierungsgrad ist kleiner als ein Prozent, die heiße Elektronengruppe trägt nur wenig zur Gesamtdichte bei.

Die Plasmadaten erfüllen nicht die Kriterien für eine Überlegenheit von Stufenprozessen beim Aufbau der Ionenpopulation.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

1. Donets, S.D., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976)
2. Keller, R. und M. Müller, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976)
3. Schulte, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976)
4. Dandl, R.A. et al., Nucl. Fus. 4 (1964) 344
5. Bernhardt, R. et al., Plasma Phys. 18 (1976) 77
6. Tamagawa, H. et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976)
7. Geller, R., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23 (1976)
8. Lotz, W., Z. Phys. 232 (1970) 101
9. Spitzer, L., Physics of Fully Ionised Gases, New York 1956
10. Wendt, D.H. und W.P. Allis, Plasma Phys. 4 (62) 31
11. Tonks, L. und I. Langmuir, Phys. Rev. 33 (1929) 195
12. Kharachenko, I.F. et al., Zh. tekhn. fiz. 31 (1961) 761
13. Smulin, I.D. und W.D. Getty, Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 3
14. Alexeff, I. et al., Phys. Rev. 136 (1964) A 689
15. Alexeff, I. et al., Ornl-TM 2981 (1970)
16. Pierce, J.R., Theory and Design of Electron Beams, New York 1954
17. Brewer, G. in: A. Septier, Focusing of Charged Particles,
New York 1967
18. Hechtel, R., A.E.U. 10(1956) 535
19. Boldyreff, P., Laborbericht Marburg
20. Fuchs, G. und H. Schulte, GSI-Bericht 73-12 (1973) 22
21. Bethe, H. und E.E. Salpeter in: S. Flügge,
Handbuch der Physik XXXV, Heidelberg 1965
22. Schram, B.L. et al., Physica 32 (1966) 185
23. Van der Wiel, M.J. et al., Physica 42 (1969) 411
24. Trivelpiece, A.W. und R.W. Gould, J. Appl. Phys. 30 (1959) 1784
25. Fukao, M., Plasma Physics 16 (1974) 351
26. Boyd, T.J.M., Phys. Fluids 7 (1964) 59
27. Chao-Fatt, C. und H.R. Griem, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1644
28. Sturrock, P.A., Plasma Physics 2 (1961) 158
29. Aamodt, R.E., W.E. Drummond, Plasma Physics 6 (1964) 171
30. Crawford, F.W., Nucl. Fusion 5 (1965) 73
31. Seidl, M. und E. Sunka, Nucl. Fusion 7 (1967) 237
32. Demirkhanov, S.A. et al., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 63 (1972) 1653
(Soviet Phys. JETP 36 (1973) 874)
33. Seidl, M., Phys. Fluids 13 (1970) 966

- 34 Hasegawa, A., Plasma Instabilities, Berlin 1973
- 35 Boyd, T.J.M. und J.J. Sanderson, Plasma Dynamics, London 1973
- 36 Rosenbluth, M.N. und C.L. Longmire,
Annals of Physics 1 (1963) 1
- 37 Perkins, W.A. und R.F. Post, Phys. Fluids 6 (1963) 382
- 38 Simon, A., Phys. Fluids 6 (1963) 382
- 39 Schrey, H., Diplomarbeit, Bochum 1974
- 40 Frost, L.S., Phys. Rev. 105 (1957) 354
- 41 Hasegawa, A., Phys. Rev. 169 (1968) 204
- 42 Hopmann, H.J., Dissertation, Amsterdam 1963

Herrn Professor Walcher und Herrn Professor Wieseemann danke ich für ihr Interesse an dieser Arbeit und die wohlwollende Förderung, die ich durch sie erfahren habe. Ich danke meinen Kollegen, den Herren Dipl.Phys. Bernhardi, Dr. Fuchs, Dr. Goldmann, Dipl.Phys. Hesse für klärende Diskussionen, Herrn Leßmann und Herrn Ing. Obermann für ihre Mithilfe beim Aufbau des Experiments. Für die Finanzierung der Arbeit bin ich der Gesellschaft für Schwerionenforschung dankbar.

L E B E N S L A U F

Am 25.1.1942 wurde ich als Sohn des Regierungsrates Dr. Walter Herbert und seiner Frau Erika, geb. Funk, in Kattowitz geboren. Mein Vater fiel im Herbst 1942 in Rußland. Seit 1943 lebe ich mit meiner Mutter in Marburg.

Ich besuchte ab 1949 die Volksschule und anschließend bis zum Abitur im Jahre 1962 das Martin-Luther-Gymnasium in Marburg.

Vom Sommersemester 1962 an studierte ich in Marburg Physik. Ich schloß das Studium Ende 1968 mit dem Diplom ab.

Seither arbeite ich als wissenschaftlicher Angestellter beim Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren Capeller, Dimroth, Doebner, Großmann, Kamke, Körner, Ludwig, Madelung, Peyerimhoff, Pfeil, Richert, Starke, Walcher, Wiesemann, Wirsing, Wolter.

